

Die elektrische Festigkeit von Mehrfachunterbrechungen im Hochvakuum

Von der Fakultät für Maschinenbau und Elektrotechnik
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina
zu Braunschweig



zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

Dissertation

von
Dipl.-Ing. Peter Sentker
aus Ibbenbüren

Eingereicht am: 29. Mai 1997
Mündliche Prüfung am: 20. November 1997
Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. Hermann Kärner
Mitberichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Manfred Lindmayer

Danksagung

Diese Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochspannungstechnik und Elektrische Energieanlagen der Technischen Universität Braunschweig von August 1993 bis zum Jahresende 1997.

Meinem Doktorvater, Herrn Professor Dr.-Ing. Dr. h.c. Hermann Kärner, gebührt mein herzlichster Dank. Er regte diese Arbeit an und stellte die notwendigen Voraussetzungen zum Gelingen bereit. Durch seine hervorragende Art der Mitarbeiterführung entstand im Institut ein motivierendes und freundschaftliches Arbeitsklima.

Die Zusammenarbeit und die vielfältige Unterstützung durch die derzeitigen und ehemaligen Mitarbeiter des Instituts ermöglichte es mir, kontinuierlich und mit allen notwendigen Hilfsmitteln an der vorliegenden Dissertation zu arbeiten.

Zahlreiche Studenten haben durch Diplom- und Studienarbeiten sowie als studentische Hilfskräfte das Fundament zu dieser Arbeit gelegt.

Herr Prof. Dr.-Ing. Manfred Lindmayer sowie Herr Prof. Dr.-Ing. Wolf Rüdiger Canders begleiteten die Dissertation zum erfolgreichen Abschluß. Sie haben das zweite Referat bzw. den Prüfungsvorsitz übernommen.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft unterstützte dieses Projekt durch die Bereitstellung der notwendigen Sach- und Personalmittel. Weiterhin haben zahlreiche Unternehmen durch unbürokratische Hilfe zusätzliche Sachmittel bereitgestellt.

Neben dem „Institutsleben“ haben mir Freunde und meine Familie, besonders meine Frau Elisabeth, mit Hilfe und Verständnis zur Seite gestanden.

Allen genannten Personen und Institutionen danke ich herzlich für die breite Unterstützung, durch die mir die Tätigkeit am Institut in bester Erinnerung bleiben wird.



Braunschweig, im Dezember 1997

Inhalt

Symbole und Abkürzungen	viii
Übersicht	xi
Abstract	xii
Einleitung	1
1 Theorie des Vakuumdurchschlags	5
1.1 Allgemeine Voraussetzungen	5
1.2 Metall-Mikrospitzen-Modell	6
1.2.1 Elektronenemission	6
1.2.2 Von der Elektronenemission zum Vakuumdurchschlag	9
1.3 Metall-Isolator-Vakuum-Modell	14
1.4 Mikropartikel-Modell	16
1.4.1 Mikropartikel im elektrischen Feld	16
1.4.2 Anodeneffekte	19
1.4.3 Kathodeneffekte	20
1.5 Vorentladungen	21
1.6 Spannungs-Schlagweiten-Charakteristik	23

2	Technische Grundlagen und Erwartungen	25
2.1	Vakuum-Leistungsschalter	25
2.1.1	Spannungsbereiche	26
2.1.2	Anforderungen für Schaltvorgänge	27
2.1.3	Vergleich von Vakuum- und SF ₆ -Schaltern	31
2.2	Mehrfachunterbrechungen im Vakuum	33
2.2.1	Spannungssymmetrische Zweifachunterbrechung	34
2.2.2	Unsymmetrische Zweifachunterbrechung	35
2.2.3	Mehrfachunterbrechungen	35
2.2.4	Kennlinienbereiche	37
2.2.5	Erwartete Verbesserungen	38
3	Versuchstechnik	41
3.1	Versuchsaufbau	41
3.2	Meßtechnik	45
3.2.1	Spannungs- und Strommessung	45
3.2.2	Kapazitätsmessung	47
3.2.3	Verschiedenes	49
3.3	Numerische Berechnungen	50
3.3.1	Finite-Elemente-Methode (FEM)	50
3.3.2	Netzwerkanalyse	51
3.4	Testprozedur	54
3.4.1	Mechanische und chemische Elektrodenbehandlung	55
3.4.2	Konditionieren der Elektrodenanordnung	55
3.4.3	Messung der Blitzstoßspannungsfestigkeit	56
3.4.4	Statistische Auswertung	57

4	Experimente und Ergebnisse	59
4.1	Zweifachunterbrechungen	59
4.1.1	Messungen an Schaltröhren	59
4.1.2	Einflußfaktoren auf den Kennlinienverlauf von Einfachunterbrechungen	61
4.1.3	Realisierung von Zweifachunterbrechungen	65
4.1.4	Einflußparameter auf das Mittelelektrodenpotential	68
4.1.5	Feldgesteuerte Zweifachunterbrechungen ohne Schirmung	71
4.1.6	Feldgesteuerte Zweifachunterbrechungen mit Schirmung	72
4.1.7	Zwangssteuerung durch kapazitive Beschaltung	76
4.1.8	Flächen- und Energieeffekt	80
4.1.9	Kopplungsmechanismen zwischen Schaltstrecken	83
4.2	Vorentladungen	84
4.3	Simulation von Mittelpotentialsteuerungen	90
4.4	Vierfachunterbrechungen	93
5	Konsequenzen und Aussichten	97
5.1	Anforderungen an eine mehrfachunterbrechende Schaltröhre	97
5.2	Entwurf einer zweifachunterbrechenden Schaltröhre	98
5.3	Abschätzung möglicher Spannungsbereiche	100
5.4	Schalterentwürfe mit Vielfachunterbrechungen	101
5.5	Anregungen für weiterführende Versuche	104
	Zusammenfassung	105
	Literaturverzeichnis	109
	Studentische Arbeiten	117
	Lebenslauf	121

Symbole und Abkürzungen

a	Teilchenabstand zur Elektrode	$[a] = \text{m}$
amu	atomare Masseneinheiten	$[amu] = 1$
a_{yx}	Lagekoeffizient der Regressionsgeraden	$[a_{yx}] = 1$
A	Fläche	$[A] = \text{m}^2$
A_e	Emissionsfläche	$[A_e] = \text{m}^2$
Al_2O_3	Aluminiumoxid	
AMF	Axialmagnetfeld	
b_{yx}	Regressionskoeffizient	$[b_{yx}] = 1$
B	magnetische Flußdichte	$[B] = \text{T} = (\text{Vs})/\text{m}^2$
C	Kapazität	$[C] = \text{F}$
C_e	Erdkapazität	$[C_e] = \text{F}$
C_K	Koppelkapazität	$[C_K] = \text{F}$
C_n	Kapazität der Teilstrecke n	$[C_n] = \text{F}$
C_S	Eigenkapazität des Sensors	$[C_S] = \text{F}$
C_T	Steuerkapazität	$[C_T] = \text{F}$
CrCu	Chrom-Kupfer	
Δd	dielektrische Schichtdicke	$[\Delta d] = \text{m}$
e	Ladung des Elektrons	$= -1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
E	elektrische Feldstärke	$[E] = \text{V/m}$
E_l	limitierende Feldstärke	$[E_l] = \text{V/m}$
E_{mak}	makroskopische Feldstärke	$[E_{mak}] = \text{V/m}$
E_{mik}	mikroskopische Feldstärke	$[E_{mik}] = \text{V/m}$
E_{td}	E_{mik} im <i>Trigger-discharge</i> -Modell	$[E_{td}] = \text{V/m}$
E_{dtd}	dto. <i>Detachment-trigger-discharge</i> -M.	$[E_{dtd}] = \text{V/m}$
F	Kraft	$[F] = \text{N}$
FEM	Finite-Elemente-Methode	
FN	Fowler Nordheim	
h	Plancksches Wirkungsquantum	$= 4,136 \cdot 10^{-15} \text{ eVs}$

i	Strom (zeitabhängig)	$[i] = \text{A}$
\hat{I}	Strom (Scheitelwert)	$[\hat{I}] = \text{A}$
I	Strom (fester Wert)	$[I] = \text{A}$
m	Masse	$[m] = \text{kg}$
n	Zahl der Unterbrechungen, Laufvariable	$[n] = 1$
N	Anzahl von Teilchen	$[N] = 1$
p	Absolutdruck	$[p] = \text{Pa} = 10^{-2} \text{ mbar}$
q	Ladungsträger mit der Ladung q	$[q] = \text{C} = \text{As}$
Q	Ladung	$[Q] = \text{C} = \text{As}$
Q_0	Oberflächenladung	$[Q_0] = \text{C} = \text{As}$
r	Radius	$[r] = \text{m}$
r	Korrelationskoeffizient	$[r] = 1$
r_p	Partikelradius	$[r_p] = \text{m}$
R	Widerstand	$[R] = \Omega$
R_a	Mittenrauhwert	$[R_a] = \text{m}$
R_m	Meßshunt	$[R_m] = \Omega$
R_T	Steuerwiderstand	$[R_T] = \Omega$
R_V	Vorentladungswiderstand	$[R_V] = \Omega$
RMF	Radialmagnetfeld	
s	Schlagweite	$[s] = \text{m}$
s_{lin}	maximale Schlagweite mit $U_d \sim s$	$[s_{lin}] = \text{m}$
s_{min}	minimale Schlagweite für $V = V_{max}$	$[s_{min}] = \text{m}$
S	Stromdichte	$[S] = \text{A/m}^2$
S_e	Emissionsstromdichte	$[S_e] = \text{A/m}^2$
SF_6	Schwefelhexafluorid	
t	Zeit	$[t] = \text{s}$
t_0	Löschzeitpunkt	$[t_0] = \text{s}$
t_a	Abschaltzeit, Aufheizzeit	$[t_a] = \text{s}$
t_e	Einschaltzeit	$[t_e] = \text{s}$
t_K	Zeitpunkt der Kontakttrennung	$[t_K] = \text{s}$
T	Temperatur	$[T] = \text{K}$
T_i	Inversionstemperatur	$[T_i] = \text{K}$
T_p	Teilpotential	$[T_p] = 1$
u	Spannung (zeitabhängig)	$[u] = \text{V}$
u_B	Lichtbogenspannung	$[u_B] = \text{V}$

u_h	Hochspannungspotential	$[u_h] = \text{V}$
u_m	Mittelelektrodenpotential	$[u_m] = \text{V}$
U	Spannung (fester Wert)	$[U] = \text{V}$
\hat{U}	Spannung (Scheitelwert)	$[\hat{U}] = \text{V}$
\bar{U}	Spannung (Mittelwert)	$[\bar{U}] = \text{V}$
U_d	Durchschlagspannung	$[U_d] = \text{V}$
$U_{d,n}$	Durchschlagspannung n -fach-Unterbrechung	$[U_{d,n}] = \text{V}$
U_W	Wiederkehrspannung	$[U_W] = \text{V}$
\ddot{u}	Spannungsüberhöhungsfaktor	$[\ddot{u}] = 1$
v	Geschwindigkeit	$[v] = \text{m/s}$
v_c	kritische Geschwindigkeit	$[v_c] = \text{m/s}$
V_{max}	maximaler Verbesserungsfaktor	$[V_{max}] = 1$
V_n	Verbesserungsfaktor n -fach-Unterbrechung	$[V_n] = 1$
W	Energie	$[W] = \text{J}$
W_B	Lichtbogenenergie	$[W_B] = \text{J}$
W_{kin}	kinetische Energie eines Teilchens	$[W_{kin}] = \text{J}$
x	Realisierung einer Zufallsgröße	
X	allgemeine Zufallsgröße	$[X] = 1$
y	Realisierung einer Zufallsgröße	
Y	allgemeine Zufallsgröße	$[Y] = 1$
\hat{y}	Schätzwert für y	
α	Kennlinienexponent	$[\alpha] = 1$
β	Feldverstärkungsfaktor	$[\beta] = 1$
ε_0	Elektrische Feldkonstante	$= 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$
ε_e	Elektronenenergie	$[\varepsilon_e] = \text{eV}$
ε_f	Fermienergie	$[\varepsilon_f] = \text{eV}$
ε_r	Dielektrizitätszahl	$[\varepsilon_r] = 1$
λ	mittlere freie Weglänge	$[\lambda] = \text{m}$
ν	Schwingungszahl einer Welle	$[\nu] = 1/\text{s}$
ρ	Dichte	$[\rho] = \text{kg/m}^3$
σ	Zugfestigkeit	$[\sigma] = \text{N/m}^2$
ϕ	Austrittsarbeit	$[\phi] = \text{eV}$
χ	Energiebarriere Isolator-Vakuum	$[\chi] = \text{eV}$

Die Hochspannungstechnik ist wie kaum ein anderes technisches Fachgebiet auf Versuche angewiesen... Dabei muß ... auch eine sorgfältige Beobachtung der Erscheinungen mit dem Auge und dem Ohr erfolgen.

Erwin Marx

Übersicht

Diese Arbeit untersucht die elektrische Festigkeit und das Durchschlagsverhalten von Mehrfachunterbrechungen im Hochvakuum. Grundlage ist die Durchschlagskennlinie des Vakuums mit einer anfänglichen Proportionalität zwischen Durchschlagsspannung und Schlagweite und einem anschließenden Bereich mit einer degressiven Steigerung der Durchschlagsspannung. Durch die Aufteilung einer großen Schlagweite in zwei oder mehrere kleinere Einzelstrecken soll die Spannungsfestigkeit erhöht werden. Ziel ist die Spannungsoptimierung von Elektrodengeometrien, um eine notwendige Voraussetzung für eine Hochspannungs-Vakuum-Schaltröhre zu schaffen.

Kapitel 1 und 2 geben eine Zusammenfassung der Theorie über den Durchschlag im Hochvakuum und die technischen Grundlagen des Vakuumschaltprinzips. Betrachtungen über die zu erwartenden Verbesserungen durch Mehrfachunterbrechungen schließen daran an. In Kapitel 3 wird der Versuchsaufbau, die Meßtechnik und die verwendete Software zur numerischen Berechnung der Experimente (Finite Elemente Analyse, Netzwerksimulation) beschrieben.

Experimente und Ergebnisse sind der Inhalt von Kapitel 4. Der Großteil der Messungen erfolgt an Zweifachunterbrechungen in einer gemeinsamen Vakuumumgebung. Unterschiedliche Elektrodenaufbauten, Schirmungen und Steuerungsmöglichkeiten des freien Potentials werden beschrieben. Neben den Festigkeitsuntersuchungen erfolgt eine Analyse der auftretenden Vorentladungen und die Beschreibung der Durchschlagsursachen. Messungen an einer Vierfachunterbrechung zeigen die praktische Fortführung der ermittelten Erfahrungen und Theorien.

Abschließend erfolgt in Kapitel 5 eine Diskussion über die Konsequenzen der Untersuchung für den Einsatz von Mehrfachunterbrechungen im Hochvakuum. Es werden verschiedene Modelle von Hochspannungs-Vakuum-Schaltröhren präsentiert und Anregungen für weiterführende Arbeiten gegeben.

Abstract

The electric strength of multiple breaks in high vacuum

This work deals with the electrical strength and breakdown mechanism of multiple gap arrangements within high vacuum. It is assumed that the breakdown voltage of two small vacuum gaps is higher than that of one single break with the same total spacing. This idea bases on the degressive rise of the breakdown voltage with an increasing gap space. The aim is to develop a high voltage vacuum circuit-breaker.[Sen-95]

The first two chapters give a summary of the theoretic basics. The specific breakdown mechanisms of the vacuum and the expected benefit in breakdown voltage are presented. Chapter 3 describes the equipment, the techniques of measurement and the use of software for numerical simulation like finite element analysis and network simulation.[Sen-96]

The experiments and results are presented in chapter 4. Most of the experiments are made with double breaks within a common vacuum. Different electrode arrangements, shieldings and gradings of the floating potential are described. In addition to the analysis of the breakdown voltages the flashover mechanisms and influences of predischarges are explained. The investigation of a 4 break arrangement is the practical continuation of the experiences and theories.

Finally chapter 5 discusses the consequences of this work. Some models of high voltage vacuum interrupters are presented. The author suggests topics for future investigations.

*Vakuum ist nicht einfach nur
die Umkehrung von Druckluft!*

Jobst H. Kerspe

Einleitung

Nachdem die Wissenschaft erst durch E. Torricelli (*1608, †1647) und Otto von Guericke (*1602, †1686) erkannt hatte, daß die Natur keine Abscheu vor dem leeren Raum hat und der „Horror Vacui“ seinen Schrecken verlor, begann die Nutzung der Vakuumtechnik.[Ker-93]

Bereits zu Beginn des 20. Jahrhunderts waren die theoretischen Voraussetzungen für den Bau eines Vakuumschaltgerätes bekannt. Im Jahre 1930 wurde von der Firma AEG der Prototyp einer Vakuum-Schaltröhre vorgestellt. Erst später wurde durch die Bereitstellung der passenden Technologie die industrielle Nutzung des Vakuumschalters möglich. So waren z.B. die Entwicklung der Turbomolekularpumpe (1958), der Al_2O_3 -Keramik und der Chrom-Kupfer-Kontaktwerkstoffe wichtige Schritte zur Vakuum-Schaltröhre von heute.[Leo-96]

Durch ihre vielseitigen Vorteile wie Wartungsfreiheit, kompakten Aufbau und einfachen Antrieb, haben sich Vakuum-Leistungsschalter im Mittelspannungsbereich bis zu Nennspannungen von 36 kV weltweit durchgesetzt und andere Schaltprinzipien fast vollständig verdrängt. Anwendungen für höhere Nennspannungen scheitern jedoch derzeit an der degressiven Zunahme der Spannungsfestigkeit mit steigender Schlagweite. Während bei kleinen Schlagweiten bis zu 10 mm die Durchschlagsspannungen im Vakuum über denen der Konkurrenzmedien liegt, steigt die Festigkeit mit wachsender Schlagweite nur noch wenig und fällt gegenüber den anderen Medien zurück.[Ste-86]

Die im Hochspannungsbereich derzeit bevorzugt eingesetzten Schalter arbeiten mit Schwefelhexafluorid (SF_6) als Löschgas. Diskussionen über die Entsorgung und Umweltverträglichkeit von SF_6 und den in Leistungsschaltern entstehenden Spaltprodukten sind eine zusätzliche Motivation, das Vakuumschaltprinzip auch für höhere Spannungen bereitzustellen.

Inhalt dieser Arbeit ist die Überprüfung, ob durch die Reihenschaltung von mehreren Vakuumunterbrechungen die Spannungsfestigkeit erhöht werden kann. Grundla-

ge dieser These ist die anerkannte Theorie des Vakuumdurchschlags, bei der sich nur bis zu einer Schlagweite von ca. 5 mm die Durchschlagspannung U_d proportional zur Schlagweite s entwickelt. Bei größeren Schlagweiten nimmt die Spannungsfestigkeit degressiv zu. Es ergibt sich hier ein Zusammenhang $U_d \sim s^\alpha$. Frühere Untersuchungen gingen von einer Proportionalität zwischen der Quadratwurzel der Schlagweite und der Durchschlagspannung aus ($U_d \sim \sqrt{s}$). [Lat-95]

Zahlreiche Untersuchungen an Einfachunterbrechungen zeigten, daß der genaue Zusammenhang zwischen Durchschlagspannung und Schlagweite von vielen Parametern abhängig ist. Je nach Elektrodenform, Elektrodenmaterialien, Schlagweite, Druck und Schirmung wurden stark unterschiedliche Zusammenhänge experimentell nachgewiesen. Der Exponent α variierte in einem weiten Bereich von $0,2 \leq \alpha \leq 1,1$. [Mai-61][Gol-90][Kah-93]

Die Idee der Mehrfachunterbrechung beruht auf der Annahme, daß durch die Reihenschaltung von kleinen Einzelschlagweiten, die im Proportionalbereich oder zumindest im steileren Teil der Durchschlagskennlinie liegen, eine Gesamtspannungsfestigkeit erreicht wird, die deutlich oberhalb der einer Einfachunterbrechung mit gleicher Gesamtschlagweite liegt. Während die Reihenschaltung von Schaltstrecken ein verbreitetes Verfahren ist, um die Gesamtspannung einer Anordnung zu erhöhen, soll hier die Spannungssteigerung durch eine Verkleinerung der Einzelschlagweiten erreicht werden.

Ziel dieser Untersuchung ist also die Überprüfung, ob durch eine Mehrfachunterbrechung die Spannungsfestigkeit einer Elektrodengeometrie so weit gesteigert werden kann, daß die Grundlage für den Einsatz von Vakuumschaltern im Hochspannungsbereich möglich wird. Eine Schaltröhre mit einer Nennspannung von 72,5 kV ist das *missing link* für Vakuumschalter in der Hochspannungstechnik.

Die spezielle Entwicklung einer Schaltröhre für hohe Spannungen ist nur dann sinnvoll, wenn durch die Reihenschaltung mehrerer vorhandener Schaltröhren keine technisch oder wirtschaftlich geeignete Lösung gefunden werden kann. Daher wird hier ein Konzept verfolgt, das mit minimalem Aufwand maximale Spannungen erreicht. Der entscheidende Schritt in diese Richtung soll durch die Integration von mehreren Unterbrechungen in einer gemeinsamen Schaltröhre erreicht werden. Die Geometrie von derzeit üblichen Vakuum-Schaltröhren besteht aus einem bewegbaren und einem festen Schaltstück. Durch eine feste Mittelelektrode und zwei bewegbare Schaltstücke entsteht eine zweifachunterbrechende Schaltröhre, die mit einem relativ einfachen äußeren Hebelmechanismus betätigt werden kann.

Obwohl bereits in früheren Untersuchungen die mechanischen Vorteile einer zweifachunterbrechenden Schaltröhre gezeigt werden konnten [Ric-81], ist derzeit keine dem Verfasser bekannte zweifachunterbrechende Vakuum-Schaltröhre am Markt erhältlich. Auch Reihenschaltungen aus mehreren Vakuum-Schaltröhren bilden eher die Ausnahme und sind im Bereich der Mittelspannung bis zu 36 kV nicht notwendig.

Neben den Spannungsfestigkeiten sind die physikalischen Zusammenhänge, die für den Durchschlag einer Mehrfachunterbrechung im Vakuum verantwortlich sind, wichtig. Dies sind z.B. vakuumspezifische Vorentladungen. Vorentladungsströme zeichnen sich durch unterschiedliche Amplituden und Impulslängen aus. Zeitliche Längen bis zu einigen $100\ \mu\text{s}$ und Amplituden bis zu einigen Ampere sind möglich. Diese Vorentladungen bewirken in herkömmlichen Unterbrechungen aufgrund der unzureichenden Plasmamenge keinen Durchschlag. [Lat-95] Bei Mehrfachunterbrechungen ist aber der Einfluß auf die notwendigerweise vorhandenen freien Potentiale zu untersuchen.

Durch die steigende Anzahl der Schaltelektroden wird die feldbelastete Fläche proportional zur Anzahl der Unterbrechungen erhöht. Unter Berücksichtigung des im Vakuum vorhandenen Flächeneffektes (*area effect*) ist ein möglicher negativer Einfluß auf die Festigkeit der Anordnung zu überprüfen.

Da die Steuerung der freien Potentiale, sei es durch Vorentladungen während einer Spannungsbelastung oder statisch durch den Einfluß von Erdkapazitäten, einen starken Einfluß auf das Verhalten von seriell geschalteten Vakuumunterbrechungen haben wird, sind hierfür besondere Untersuchungen notwendig. Bei der Steuerung der Potentiale mit extern beschalteten Kapazitäten muß der Einfluß von Zusatzkapazitäten auf die Spannungsfestigkeit im Vakuum beachtet werden.

Neben den eigentlichen Messungen in einem Hochvakuumgefäß sollen durch den Einsatz numerischer Berechnungsverfahren wichtige Erkenntnisse über das Verhalten von Mehrfachunterbrechungen gewonnen werden. So kann durch die Finite-Elemente-Methode vorzeitig eine Aussage über Feldüberhöhungen und Potentialverteilungen getroffen werden. Zusätzlich steht durch den Einsatz eines Netzwerkanalyseprogrammes ein Werkzeug zur Verfügung, mit dem der Einfluß von Vorentladungen auf Mehrfachunterbrechungen simuliert werden kann.

Da die Blitzstoßspannungsfestigkeit ein wichtiges Kriterium für die Prüfung von Wechselspannungsschaltgeräten darstellt und die dabei notwendigen Spannungsscheitelwerte weit oberhalb der jeweiligen Nennwechselspannungen liegen, erfolgt

bei den Versuchen die Durchschlagspannungsprüfung ausschließlich mit Blitzstoßspannungen der Form $1,2/50\ \mu\text{s}$ [VDE 0670]. Um die im Vakuum bekannten starken Streuungen der Durchschlagspannung zu reduzieren, wird auf ein aus früheren Arbeiten bewährtes Verfahren zur Versuchs- und Elektrodenvorbereitung zurückgegriffen [Gol-90][Kah-93].

*... especially in the field of electrical discharges in vacuum
where nature often seems to delight in being perverse.*

H. Craig Miller

Kapitel 1

Theorie des Vakuumdurchschlags

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Durchschlagstheorien und -hypothesen erläutert und ihre Gültigkeit für die durchgeführten Experimente untersucht. Folglich werden solche Mechanismen intensiver behandelt, die bei großen Schlagweiten ($> 3 \text{ mm}$), geringen Ausgangstemperaturen ($\approx 300 \text{ K}$) und bei Belastungen mit Blitzstoßspannungen dominieren.

Die zahlreichen und variationsreichen Veröffentlichungen zu den Durchschlagsmechanismen im Vakuum zeigen, daß bis dato keine ganzheitliche Theorie gefunden wurde. Aus diesem Grund wird hier ohne Anspruch auf Vollständigkeit versucht, eine geschlossene Darstellung der wichtigsten Durchschlagshypothesen zu erreichen.

1.1 Allgemeine Voraussetzungen

In Luft und anderen Gasen werden die für einen elektrischen Durchschlag notwendigen Ladungsträger vorwiegend durch Stoßprozesse erzeugt [Kin-82]. Im Hochvakuum ($10^{-5} \text{ Pa} \leq p \leq 10^{-1} \text{ Pa}$) ist die mittlere freie Weglänge λ der Restgasmoleküle groß gegenüber den Abmessungen der Elektrodengeometrien [Pup-91]. Abgeleitet aus der Zustandsgleichung idealer Gase ergibt sich für eine Temperatur $T = 300 \text{ K}$:

$$\lambda \cdot p \approx 6,65 \cdot 10^{-3} \quad (1.1)$$

mit λ : mittlere freie Weglänge in m
 p : Absolutdruck in Pa

Im Druckbereich der durchgeführten Versuchsreihen von $8 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$ liegt λ somit bei ca. 8 m. Stoßprozesse sind also als Durchschlagsursache auszuschließen. Für einen

Absolutdruck unterhalb von ca. $2 \cdot 10^{-3}$ Pa ist die elektrische Festigkeit einer Elektrodenanordnung konstant [Hac-75]. Eine weitere Druckreduzierung ergibt folglich keine dielektrischen Vorteile.

Die Durchschlags- und Vorentladungsmechanismen im Vakuum sind mittel- oder unmittelbar von Elektronenemissionen beeinflusst. Weitere Ladungsträger werden durch Verdampfung und Ionisierung des Elektrodenmaterials indirekt erzeugt. Bild 1.1 zeigt die verschiedenen Emissionsmechanismen (vergl. [Lat-95]).

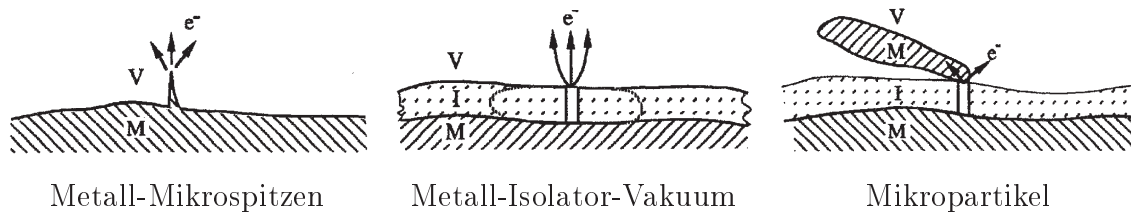


Bild 1.1: Elektronenemissionsmodelle im Vakuum,
M: Metall, I: Isolationsschicht, V: Vakuum

Dies sind das Metall-Mikrospitzen-Modell, das Metall-Isolator-Vakuum-Modell und das Mikropartikel-Modell. Die drei Mechanismen werden nachfolgend näher erläutert.

1.2 Metall-Mikrospitzen-Modell

1.2.1 Elektronenemission

Die Theorie der Elektronenemission wurde von Fowler und Nordheim (FN) bereits 1928 veröffentlicht [Fow-28]. Sie beschreibt die Emission von Elektronen aus einer idealen Metalloberfläche. Erreicht die anliegende Feldstärke den Bereich von 10^9 V/m (entspricht 1000 kV/mm), wird die Potentialbarriere so stark deformiert, daß der Potentialwall auf eine Stärke im nm-Bereich reduziert wird. Diese Barriere kann von Elektronen des Fermi-Niveaus durchtunnelt werden, und ein Emissionsstrom wird meßbar. Bild 1.2 zeigt diesen quantenmechanischen Tunnelprozeß.

Am Grenzübergang Metall-Vakuum ist die Potentialbarriere des Vakuums zu erkennen. Ohne äußeres Feld kann diese Barriere nicht von den Elektronen durchtunnelt werden (gestrichelte Linie). Steigt die Feldstärke auf Werte von 10^9 V/m, so nimmt die Tunnelwahrscheinlichkeit rasch zu (durchgezogene Linie). Dieser Effekt ist eine

Funktion der Temperatur. Im linken Teil von Bild 1.2 wird dies deutlich. Die Energieverteilung der Elektronen verschiebt sich mit höheren Temperaturen so, daß der Anteil der Elektronen mit Energien oberhalb des Fermi-Niveaus vergrößert wird.

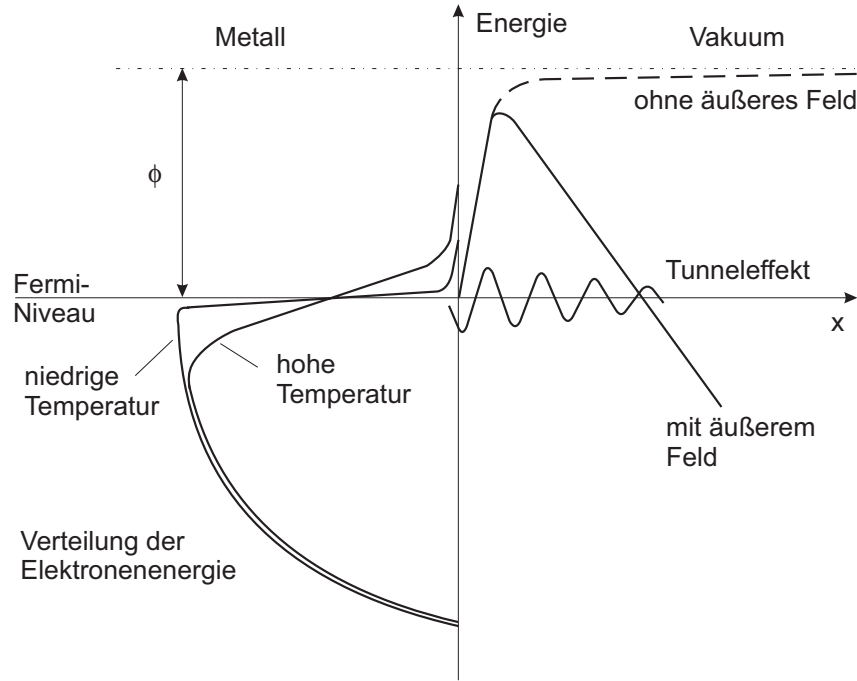


Bild 1.2: Bändermodell einer Metall-Vakuum Grenzschicht

Elektronenemission bei niedrigen Temperaturen ($T \leq 300 \text{ K}$)

Bei niedrigen Temperaturen sind nur wenige Energieniveaus mit Elektronen oberhalb der Fermi-Energie besetzt (siehe Bild 1.2). Die Fowler-Nordheim-Gleichung wird allgemein als Beziehung zwischen anliegender Feldstärke und Emissionsstromdichte wie folgt beschrieben:

$$S_e = \frac{I}{A_e} = \frac{1,54 \cdot 10^{-6} \cdot E^2(t)}{\phi \cdot w^2(y)} \exp\left(\frac{-6,83 \cdot 10^9 \cdot \phi^{3/2} \cdot v(y)}{E(t)}\right) \quad (1.2)$$

mit

- S_e : Emissionsstromdichte in A/m^2
- I : Emissionsstrom in A
- A_e : Emissionsfläche in m^2
- $E(t)$: Feldstärke in V/m
- ϕ : Austrittsarbeit in eV

Hierbei sind $v(y)$ und $w(y)$ dimensionslose Funktionen. Mit:

$$y = \frac{e^3 \sqrt{E}}{4\pi \epsilon_0 \phi} \approx 3,79 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\sqrt{E}}{\phi} \quad (1.3)$$

folgt:

$$v(y) \approx 0,956 - 1,062 y^2 \quad \text{und} \quad w(y) \approx 1 \quad (1.4)$$

Die logarithmisierte Zusammenfassung von Gleichung 1.2 und 1.4 ergibt die gebräuchliche Form der Fowler-Nordheim-Gleichung zu:

$$\ln\left(\frac{I}{E^2}\right) = \ln\left(\frac{1,54 \cdot 10^{-6} A_e}{\phi} 10^{4,52 \phi^{-1/2}}\right) - 2,84 \cdot 10^9 \phi^{3/2} \frac{1}{E} \quad (1.5)$$

Trägt man gemäß Gleichung 1.5 die Parameter $\ln(I/E^2)$ über $1/E$ auf, so erhält man den FN-Graphen. Aus der Steigung kann der Feldverstärkungsfaktor β , aus dem Ordinatenschnittpunkt die Emissionsfläche A_e ermittelt werden (siehe Bild 1.5 auf Seite 11).

Die Emission nach Fowler-Nordheim ist der zentrale physikalische Effekt, der die Festigkeit von Elektrodengeometrien im Vakuum bestimmt.

Elektronenemission bei hohen Temperaturen ($300 \text{ K} < T \leq 1500 \text{ K}$)

Bei höheren Temperaturen erreichen zunehmend Elektronen eine Energie oberhalb des Fermi-Niveaus. Aufgrund des verminderten Potentialwalles steigt die Tunnelwahrscheinlichkeit, und die Emissionsstromdichte wird größer als in Gleichung 1.2 berücksichtigt. Durch einen Korrekturterm läßt sich dieser Effekt berechnen [Mur-56]:

$$S_{e,thermisch} = S_e \frac{\pi \cdot p}{\sin(\pi \cdot p)} \quad \text{mit} \quad p \approx 9,3 \cdot 10^5 \left(\frac{T}{E}\right) \sqrt{\phi} \quad (1.6)$$

mit	$S_{e,thermisch}$: thermische Emissionsstromdichte in A/m ²
	S_e	: Emissionsstromdichte nach Gl. 1.2 in A/m ²
	T	: Temperatur in K
	E	: Feldstärke in V/m
	ϕ	: Austrittsarbeit in eV

Schottkyyeffekt und Thermoemission

Der Schottkyyeffekt bewirkt eine „Verbiegung“ der Bandkanten des Kathodenmaterials. Dadurch können vermehrt Elektronen den Potentialwall überwinden und emittieren (siehe Bild 1.2). Bei Raumtemperatur ist jedoch die Zahl der Elektronen

mit der dazu notwendigen Energie vergleichsweise gering. Auch bei höheren Temperaturen ist der Schottkyeffekt sekundär, da hier die FN-Emission nach Gleichung 1.6 ebenfalls zunimmt.

Bei steigender Temperatur können vermehrt Elektronen Energiezustände oberhalb des Fermi-Niveaus annehmen und das Metall verlassen. Diese Thermoemission ist allerdings nur nahe des Schmelzpunktes des Kathodenmaterials stark ausgeprägt (Schmelztemperatur Edelstahl ca. 1700 K).

Bedingt durch die experimentellen Randbedingungen ($T < 300\text{ K}$, $E < 10^8\text{ V/m}$) ist die im Vakuum dominierende Elektronenemission durch den Fowler-Nordheim-Effekt gegeben.

Raumladungsbegrenzung

Aufgrund von Raumladungseffekten, die einen ungehinderten Kathoden-Anodenstrom verhindern, ist das Ergebnis der FN-Emission nach Gleichung 1.2 auf Werte unterhalb einer limitierenden Feldstärke E_l begrenzt. Dieser Effekt wurde durch Child und Langmuir beschrieben [Ger-82]. Nach [Cha-66] ist:

$$E_l \leq 8 \cdot 10^8 \phi^{3/2} \quad (1.7)$$

mit E_l : limitierende Feldstärke in V/m
 ϕ : Austrittsarbeit in eV

Damit ergibt sich für Stahl mit der Austrittsarbeit $\phi_{Stahl} = 4,34\text{ eV}$ eine limitierende Feldstärke von ca. 7000 kV/mm, die im normalen Versuchsbetrieb jedoch nicht erreicht werden kann.

1.2.2 Von der Elektronenemission zum Vakuumdurchschlag

Der Feldverstärkungsfaktor

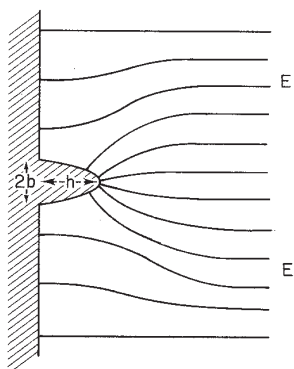
Im Widerspruch zu der nach Gleichung 1.2 notwendigen Feldstärke oberhalb von 10^9 V/m tritt bereits bei Feldstärken, die um ca. zwei Größenordnungen geringer sind, eine Elektronenemission auf. Dieser Effekt läßt sich mit Hilfe einer mikroskopischen Betrachtung der Emissionsoberflächen erklären.

Bild 1.3 zeigt das Modell und ein Photo eines Mikroemitters auf einer idealen, planen Elektrode. Aufgrund der Geometrie bildet sich an der Mikrospitze eine um den

Faktor β erhöhte Feldstärke E_{mik} aus. Es ergibt sich:

$$E_{mik} = \beta E_{mak} \quad (1.8)$$

mit E_{mik} : mikroskopische Feldstärke
 β : Feldverstärkungsfaktor
 E_{mak} : makroskopische Feldstärke



Modell



Metallische Spitze, Breite ca. $55 \mu\text{m}$ [Laf-80]

Bild 1.3: Feldüberhöhungen durch Mikroemitter

Bild 1.4 zeigt die Abhängigkeit des Feldverstärkungsfaktors von den geometrischen Gegebenheiten idealisierter Mikroemitter auf einer Elektrodenoberfläche [Roh-71]. Feldverstärkungsfaktoren bis 10000 passen reale Emissionsstrom-Messungen an die Erwartungen gemäß der Fowler-Nordheim-Theorie an.

Einen berechneten FN-Graphen zeigt Bild 1.5. Dargestellt sind hier zwei Kennlinien mit unterschiedlichen Feldverstärkungsfaktoren bei einer makroskopischen Feldstärke von 100 kV/cm und einer Austrittsarbeit für Stahl von $4,34 \text{ eV}$. Ausgehend von einem dominanten Mikroemitter ergeben sich die erwarteten Geraden nach Gleichung 1.5.

Anodenantwort bei Elektronenimmission

Die von einer kathodischen Mikrospitze emittierten Elektronen erreichen mit der im elektrischen Feld aufgenommenen Energie einen eingeschränkten Bereich auf der Anode. Ein geringer Teil der Energie wird dort in Röntgenstrahlung umgesetzt, die Hauptenergie wird in Wärme dissipiert, und ein sogenannter *hot-spot* entsteht. Je nach umgesetzter Energie und Anodenmaterial kann sich diese Fläche so stark

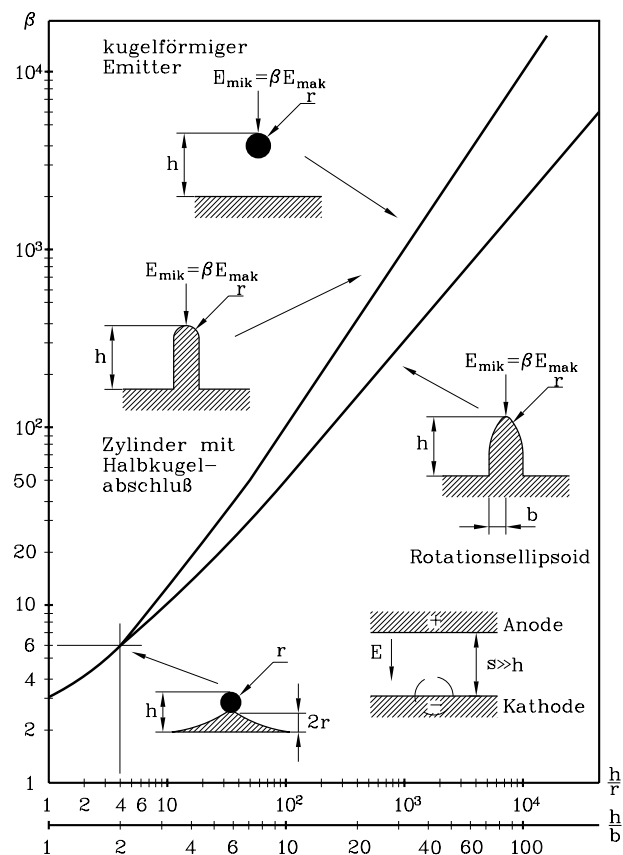
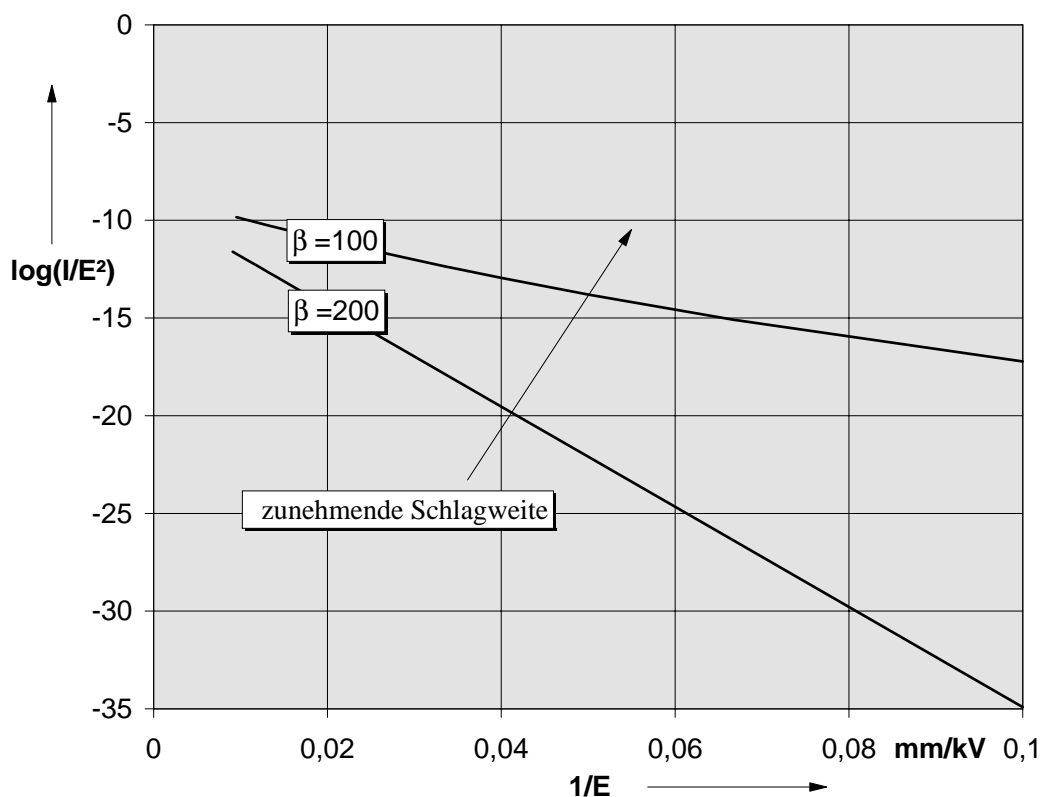


Bild 1.4: Feldverstärkungsfaktoren von idealisierten Mikroemittern

Bild 1.5: Berechneter Fowler-Nordheim-Graph für unterschiedliche Feldverstärkungsfaktoren, $\phi = 4,34 \text{ eV}$, $A_e = 10^{-9} \text{ m}^2$

erhitzen, daß Material verdampft und eine örtlich begrenzte Metaldampfwolke entsteht. Bedingt durch die darin vorhandenen geringen mittleren freien Weglängen der Moleküle und durch die hohe Feldstärke kommt es zu einer lawinenartigen Vermehrung von Ionen; es entsteht ein Mikroplasma. Mit einer Geschwindigkeit von $v_{Plasma} \approx 4 \dots 5 \cdot 10^3$ m/s breitet sich das Plasma zur Kathode aus. Ein leitfähiger Kanal entsteht, und die gesamte Anordnung versagt [Bak-82].

Dieser Effekt ist vergleichbar mit dem Durchschlagsmechanismus bei Gasen unter Normalbedingungen, wo durch Stoßionisation eine Lawine aus Elektronen und Ionen entsteht und den Durchschlag einleitet [Kin-82].

Explosive Emission

Jeder Emissionsstrom verändert die Wärmebilanz einer Mikrospitze. Verschiedene Effekte haben einen Einfluß auf die Energiezuführung [Lat-95]:

- Joule-Erwärmung: Aufgrund der Wechselwirkungen der Leitungselektronen mit dem Kathodenmaterial (z.B. Phononen und Gitterstörungen).
- Nottingham-Erwärmung oder -Kühlung: Die Temperatur der Emitterspitze wird erhöht, wenn Elektronen unterhalb des Fermi-Niveaus emittieren und durch höherenergetische Leitungselektronen substituiert werden. Andersherum erfolgt eine Kühlung der Emissionsspitze bei der Elektronenemission von Elektronen oberhalb des Fermi-Niveaus und den damit nachrückenden Leitungselektronen mit geringerer Energie. Der Übergangsbereich wird durch die Inversionstemperatur T_i bestimmt. Es gilt:

$$T_i = 5,4 \cdot 10^{-7} \frac{E_{mik}}{\sqrt{\phi}} \quad (1.9)$$

mit T_i : Inversionstemperatur in K
 E_{mik} : mikroskopische Feldstärke in V/m
 ϕ : Austrittsarbeit in eV

Liegt die Schmelztemperatur des Kathodenmaterials unterhalb der Inversionstemperatur, so kommt es zur Explosion der Mikrospitze. Beanspruchungen mit transienten Spannungen, wie den in dieser Arbeit eingesetzten 1,2/50- μ s-Blitzstoßspannungen, führen zu einer diskontinuierlichen Temperaturbelastung des Emitters durch den Übergang zwischen Nottingham-Kühlung, -Erwärmung und erneuter -Kühlung.

- Wärmeleitung: Je nach Wärmekapazität und -leitung erfolgt ein Wärmeaustausch zwischen der Mikrospitze und dem Elektrodenmaterial.
- Strahlungsverluste: Die Wärmestrahlungsverluste einzelner Mikroemitter sind gegenüber den Verlusten durch Wärmeleitungseffekte vernachlässigbar klein.

Die Aufheizzeit t_a wurde in [Mes-83] empirisch ermittelt zu:

$$t_a S^2 = \text{constant} \quad (1.10)$$

mit S : Stromdichte

Die Konstante ist dabei hauptsächlich vom Kathodenmaterial abhängig. Typische Aufheizzeiten liegen bei 0,1 ns...100 ns.

Ist eine Mikrospitze nicht mehr in der Lage, die zugeführte Wärme ausreichend abzuführen, kommt es zur Explosion des Mikroemitters (siehe Bild 1.6, a und b).

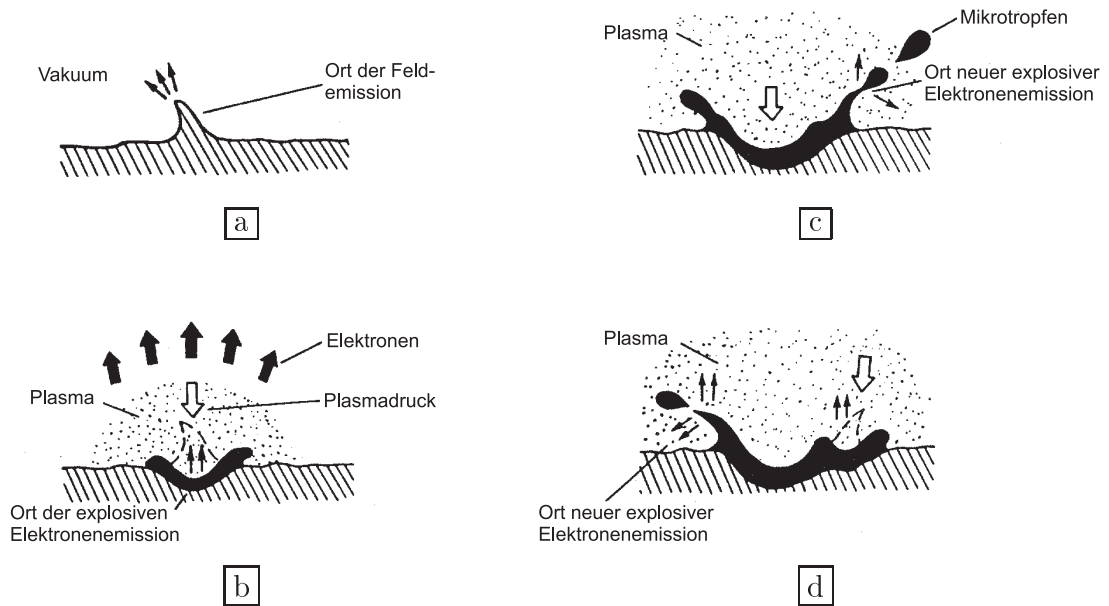


Bild 1.6: Explosion eines Emitters nach [Mes-83]

Der Masseverlust eines einzelnen Emitters liegt bei ca. 10^{-16} kg [Mes-87]. Emitterexplosionen werden von den Materialparametern Dichte, spezifische Wärme und spezifischer Widerstand, sowie von den Belastungsparametern Stromanstiegszeit und Stromdichte beeinflusst [Mes-89]. In der Praxis geschieht dies bei hohen Stromdichten S im Bereich von 10^8 A/cm² oder bei einem transienten Anstieg der Emissionsstromdichte mit $dS/dt \approx 10^{19}$ A/(cm² s). Zunächst bildet sich eine örtlich begrenzte

Plasmawolke mit Temperaturen bis zu 50000 K, die sich in alle Raumrichtungen ausbreitet. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Plasmas liegt mit ca. $2 \dots 7 \cdot 10^4$ m/s deutlich unterhalb der Elektronengeschwindigkeit [Dav-77] [Mes-87].

Im weiteren Verlauf der Emitterexplosion können sowohl Mikrotröpfchen als auch neue Emissionszentren entstehen (Bild 1.6, c). Dabei kann es zu einer erneuten Explosion und Plasmabildung kommen (Bild 1.6, d). Die Mikrotröpfchen können auch in Richtung Anode beschleunigt werden und indirekt einen Durchschlag auslösen (siehe Mikropartikel-Modell in Abschnitt 1.4 auf Seite 16 ff.).

Flächeneffekt

Die theoretische Annahme, daß die Elektronenemission einer Fläche nur durch den Mikroemitter mit der größten Feldverstärkung beeinflußt wird, wurde in praktischen Arbeiten widerlegt. Es zeigt sich, daß die elektrische Festigkeit von der Flächen-größe und damit von der Anzahl der Emissionszentren beeinflußt wird [Oka-88]. Eine andere Erklärung des *area effects* wird von [Maz-87] geliefert. Hier wurde ein Zusammenhang von kapazitiv gespeicherter Energie und der Spannungsfestigkeit einer Elektrodenanordnung festgestellt.

1.3 Metall-Isolator-Vakuum-Modell

Die auf realen Elektrodenoberflächen vorhandenen isolierenden Fremdschichten bzw. Partikel bilden die Ursache für Elektronen-Emissionsvorgänge nach dem Metall-Isolator-Vakuum-Modell. Hierzu zählen Oxidschichten (z.B. Al_2O_3), adsorbierte Gasschichten (z.B. H_2O oder O_2), sorbierte Kohlenwasserstoffe (z.B. C_mH_n) und Oxide sowie Staubpartikel [Gol-90].

Switching-Mechanismen

Bei Feldstärken oberhalb von 10^9 V/m tunneln hochenergetische Elektronen in die Oxidschicht und ionisieren dort einige Moleküle. Bedingt durch die starke äußere Feldbeanspruchung wird dieser Bereich bis zum Interface Oxidschicht–Vakuum ausgedehnt. Es bildet sich ein **filigraner Kanal** aus. Die Spitze eines solchen Kanals verhält sich ähnlich wie ein Mikroemitter des Metall-Mikrospitzen-Modells. Die

Emissionscharakteristik dieses nach Latham [Lat-95] *hot-electron*-Modells ist äquivalent zur FN-Theorie. Damit ein stetiger Emissionsstrom aufgebaut werden kann, muß der Kanal vom nichtleitenden *OFF*-Zustand in einen leitenden *ON*-Zustand gebracht werden. Die Switching-Zeit liegt bei einigen μs [Hur-79]. Allerdings sind zur Formierung des Kanals Zeiten im ms-Bereich nötig. Nach [Lat-82] gilt für den Feldverstärkungsfaktor β , hervorgerufen durch filigrane Kanäle:

$$\beta = \frac{1,89 \cdot 10^9 \cdot \phi^{3/2} \cdot \Delta d}{\chi \cdot \varepsilon_r} \quad (1.11)$$

mit ϕ : Austrittsarbeit des Elektrodenmaterials in eV
 Δd : Dicke der dielektrischen Schicht in μm
 χ : Höhe der Potentialbarriere am Isolator–Vakuum Interface in eV
 ε_r : Dielektrizitätszahl

Erst bei Isolierschichtdicken von ca. 100 nm erreicht ein filigraner Kanal dreistellige Feldverstärkungsfaktoren. Bei dem hier verwendeten Elektrodenmaterial handelt es sich um Edelstahl (X 5 CrNi 18 9, Werkstoff-Nr. 1.4301 nach [DIN 17007]). Die Oxidschichtdicke beträgt etwa 3 nm [Fan-72]. Daher sind bei den durchgeführten Untersuchungen keine Durchschläge aufgrund filigraner Kanäle zu erwarten.

Adsorbierte Gasschichten

Im Hochvakuum existieren zum Teil monomolekulare Gasschichten (z.B. $\text{Fe}(\text{OH})_3$ [Ben-87]). Befinden sich diese auf der Kathodenoberfläche, so kann die Austrittsarbeit ϕ der Elektronen an diesem Interface beeinflußt werden. Ob eine Erhöhung oder Verringerung der Austrittsarbeit vorliegt, hängt von den Stoffen und dem Gas–Material-Interface ab [Ebe-60].

Anodisch adsorbierte Gasschichten können durch eine Elektronenimmission desorbiert werden. Man spricht dann auch von einer nichtmetallischen Anodenantwort. Dazu ist zumeist eine Energie von 0,3 eV pro Teilchen ausreichend. Hierbei erhöht sich der lokale Druck vor der Anode. Ionen entstehen und verursachen wiederum eine sekundäre Emission von Elektronen an der Kathode. Durch weitere Ionisations- und Lawineneffekte kann der Durchschlag einer Anordnung initiiert werden [Ben-87].

Staubteilchen

Befinden sich Staubteilchen auf einer Elektrode, so treffen an den Berührungspunkten drei verschiedene Materialgebiete aufeinander. Dieses *triple-junction*-Gebiet aus

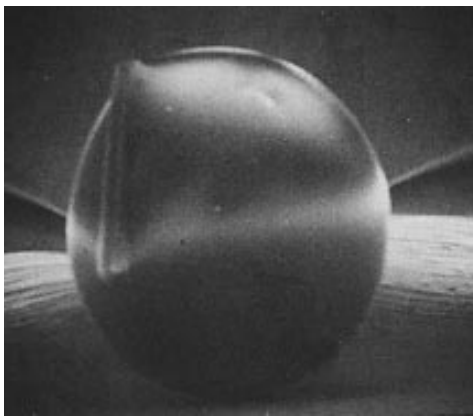
Vakuum, Staub und Elektrodenmaterial bildet den Ausgangspunkt für eine erhöhte Elektronenemission. Ein sekundärer Prozeß (z.B. die Anodenantwort nach Abschnitt 1.2.2) kann zum Durchschlag der Anordnung führen [Lat-95].

Für die im Feld beschleunigten Staubpartikel gelten die Durchschlagsmechanismen gemäß Abschnitt 1.4.

1.4 Mikropartikel-Modell

1.4.1 Mikropartikel im elektrischen Feld

Es lassen sich zwei Arten von Mikropartikeln unterscheiden, die das Durchschlagsverhalten im Vakuum beeinflussen. Dies sind einerseits metallische Partikel, z.B. zurückbleibende lose Schmelztröpfchen nach Spannungsbeanspruchungen oder abgelöste Mikrospitzen, andererseits nichtmetallische Partikel aus organischer oder anorganischer Materie wie Oxide oder Staubpartikel. Bild 1.7 zeigt die Aufnahmen von zwei Partikeln auf einer Elektrodenoberfläche nach einigen Spannungsdurchschlägen [Far-81].



Durchmesser ca. $25\ \mu\text{m}$



Kugeldurchmesser ca. $35\ \mu\text{m}$

Bild 1.7: Photos von Mikropartikeln auf einer Edelstahlelektrode [Far-81]

Abhängig von der Ladung und der Masse der Partikel werden diese im elektrischen Feld beschleunigt. Die aufgenommene kinetische Energie ergibt sich aus der Energiebilanz:

$$W_{kin} = \frac{1}{2}mv^2 = Qu \quad (1.12)$$

mit	W_{kin}	: kinetische Energie des Mikropartikels
	m	: Masse des Partikels
	v	: Teilchengeschwindigkeit
	Q	: Teilchenladung
	u	: beschleunigende Spannung

Neben Masse und Geschwindigkeit der Mikropartikel ist die Wirkung eines auf eine Elektrode auftreffenden Teilchens von der kritischen Geschwindigkeit v_c des Elektrodenmaterials abhängig. Diese Materialkonstante wird mit der Dichte ρ und der Zugfestigkeit σ berechnet [Coo-58]:

$$v_c \approx \sqrt{\frac{8\rho}{\sigma}} \quad (1.13)$$

So ergibt sich z.B. für den hier vorwiegend verwendeten Edelstahl (Werkstoff-Nr. 1.4301 [DIN 17007]) mit einer Zugfestigkeit $\sigma = 2,8 \cdot 10^8 \text{ N/m}^2$ und einer Dichte von $\rho = 7700 \text{ kg/m}^3$ eine kritische Geschwindigkeit von $v_c \approx 550 \text{ m/s}$.

Mehrfachreflexionen an den Elektrodenoberflächen werden hier nicht weiter erläutert, da diese Effekte bei impulsförmigen Feldern praktisch vernachlässigbar sind.

Man unterscheidet bei den Partikeln drei unterschiedliche Geschwindigkeitsbereiche [Lat-95]:

1. Niedrige Geschwindigkeiten ($v < v_c$):

Das Teilchen wird mit einem elastischen Stoß an der Elektrodenoberfläche reflektiert. Die Erwärmung der Oberflächen ist zu vernachlässigen und es werden keine Sekundärpartikel freigesetzt. Die einzige Möglichkeit, daß ein Partikel mit $v < v_c$ als Durchschlagsursache in Betracht kommt, ist durch das *heated-anode-particle*-Modell (siehe Abschnitt 1.4.2) oder das *detachment-trigger-discharge*-Modell (siehe Abschnitt 1.4.3) erklärbar [Lat-95].

2. Mittlere Geschwindigkeiten ($v_c < v < 5v_c$):

Der Teilchenstoß erfolgt unelastisch und ein Großteil der kinetischen Energie wird an die Elektrodenoberfläche abgegeben. Dies führt zu bleibenden Verformungen an der Oberfläche mit einer veränderten Elektronen-Emissions-Charakteristik; neue Mikroemitter können entstehen. Bild 1.8 zeigt einige mikroskopische Krater auf einer Elektrodenoberfläche. Die Kratergröße ist vom Durchmesser und der Masse der Partikel abhängig. Mit steigender Partikelzahl

wird die Elektrode zunehmend beschädigt und die Durchschlagswahrscheinlichkeit erhöht sich aufgrund vermehrter Elektronenemissionen durch Mikroemitter oder durch explosive Emissionen (siehe Abschnitt 1.2).

3. Hohe Geschwindigkeiten ($v > 5v_c$):

Die kinetische Energie bei der Kollision von Partikel und Elektrode wird nahezu vollständig dissipiert. Sowohl ein Teil des Elektrodenmaterials als auch das Partikel verdampft, und es bildet sich eine örtlich begrenzte Metaldampf-Phase mit freien metallischen Molekülen. Durch die hohe Feldstärke kommt es zu einer lawinenartigen Erzeugung von Metallionen; es entsteht ein Mikroplasma. Bei ausreichender Plasmamenge erfolgt der Durchschlag der Anordnung äquivalent zur Anodenantwort (siehe Abschnitt 1.2.2).

Da nur sehr kleine Partikel diese hohen Geschwindigkeiten erreichen können, ist die entstehende Plasmamenge häufig jedoch zu gering, um ein vollständiges Versagen herbeizuführen.

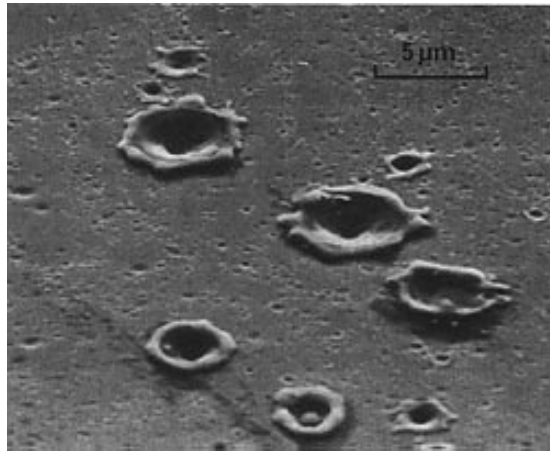


Bild 1.8: Die Wirkung von Mikropartikeln mittlerer bis hoher Geschwindigkeit auf eine Elektrodenoberfläche [Lat-95]

Unterschiedliche Teilchenbahnen bei Belastung der Elektroden mit Gleich- bzw. Blitzstoßspannung werden in den Abbildungen 1.9 und 1.10 gezeigt. Berechnungsgrundlage waren ideale, kugelförmige Stahl-Mikroteilchen (Partikelradius r_p) mit konstanter Dichte und einer Oberflächenladung Q_0 [Roh-71] von:

$$Q_0 = 6,6 \cdot \varepsilon_0 \cdot \pi \cdot r_p^2 \cdot E(t_0) \quad (1.14)$$

Ab einer Gleichspannungsfeldstärke von $2 \cdot 10^7 \text{ V/m}$ erreicht ein Teilchen von $0,28 \text{ μm}$ Durchmesser die Anode mit der kritischen Geschwindigkeit ($v_c \approx 550 \text{ m/s}$). Die umgesetzte Teilchenenergie ist ausreichend, um einen Durchschlag zu initiieren [Lat-95].

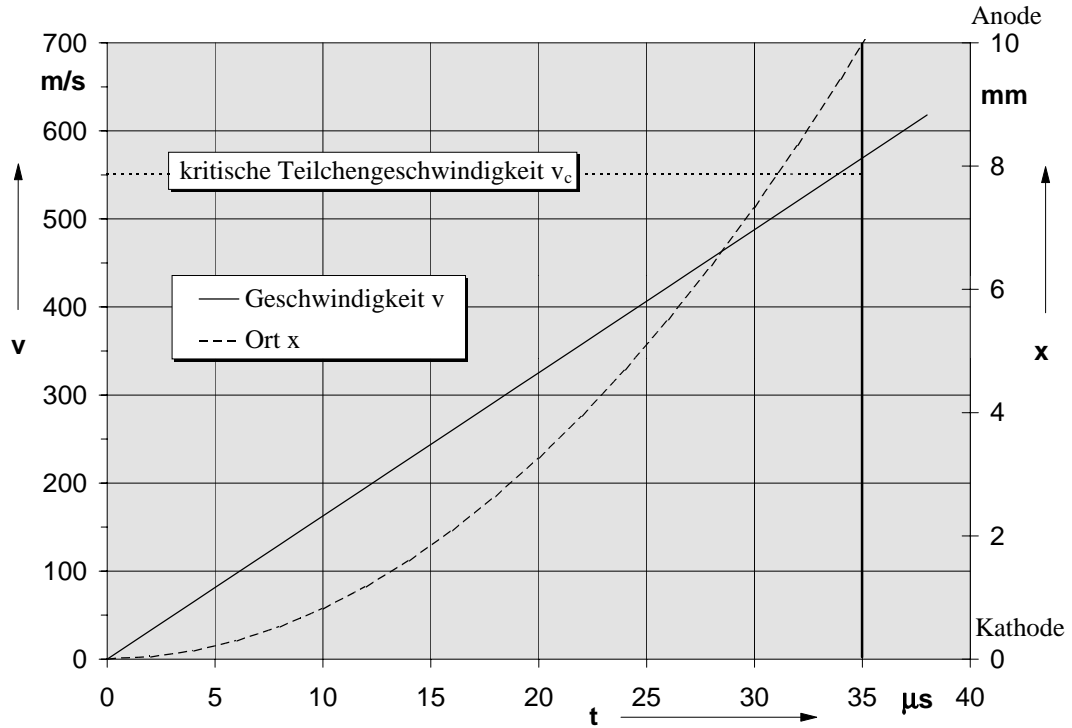


Bild 1.9: Stahlmikroteilchen im Gleichspannungsfeld mit $U = 200 \text{ kV}$, Schlagweite 10 mm, Teilchendurchmesser $\approx 0,3 \text{ } \mu\text{m}$

Wird ein Partikel in einem transienten Feld (Scheitelwert der Feldstärke $\hat{E} = 3 \cdot 10^7 \text{ V/m}$) beschleunigt, welches durch eine Stoßspannung vom Typ 1, 2/50 μs [VDE 0432] mit:

$$u = \frac{\hat{U}}{0,965} \left(\exp\left(-\frac{t}{69 \mu\text{s}}\right) - \exp\left(-\frac{t}{0,395 \mu\text{s}}\right) \right) \quad (1.15)$$

erzeugt wurde, so erreichen nur Partikel mit einem Durchmesser kleiner als 5 nm die Anode mit der kritischen Geschwindigkeit v_c . Diese Abmessung liegt im Bereich der Oxidschichtdicke von Edelstahl. Die resultierende Teilchengröße ist zu gering, um einen partikelinduzierten Durchschlag hervorzurufen [Lat-95].

1.4.2 Anodeneffekte

Heated-anode-particle-Modell

Teilchen auf der Anode können im Scheitel der Stoßspannung von der Anodenoberfläche abheben. Sie bewirken im Vakuumraum eine Feldüberhöhung und sind der kathodischen Elektronenemission ausgesetzt. Es kommt zur Aufheizung und

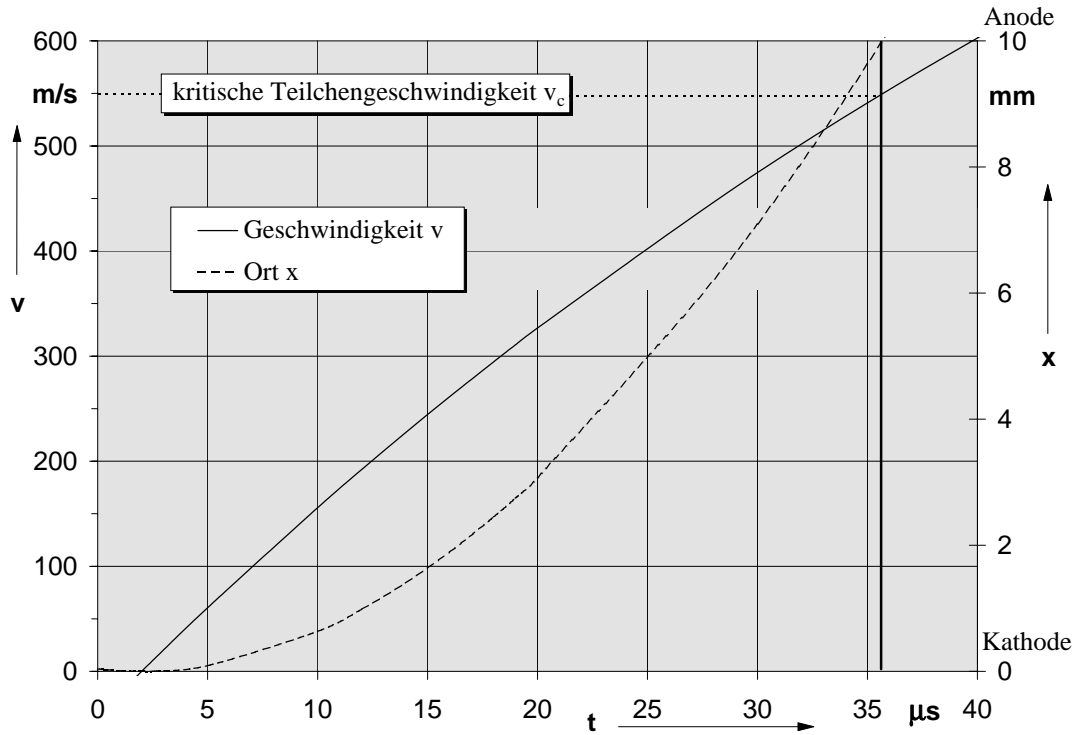


Bild 1.10: Stahlmikroteilchen im Stoßspannungsfeld mit $\hat{U} = 300$ kV, Schlagweite 10 mm, Teilchendurchmesser ≈ 5 nm

Entladung der Teilchen. Bei Partikeln mit einem Durchmesser bis zu $3 \mu\text{m}$ kommt es zur Verdampfung, ein Mikroplasma entsteht und die Anordnung versagt. Diese *heated-anode-particle*-Prozesse treten nach [Dav-76] erst bei hohen Feldstärken ($E_{mik} \geq 5 \cdot 10^9$ V/m) und Gleichspannungen, aber schon innerhalb kurzer Antwortzeiten ($t \geq 3 \mu\text{s}$) auf.

1.4.3 Kathodeneffekte

Trigger-discharge-Modell

Befindet sich ein positiv geladenes Teilchen (Ladung Q_p , Radius r_p) im geringen Abstand a vor der Kathode, so kommt es in diesem Feldbereich zu einer lokalen Feldstärkeüberhöhung (siehe Bild 1.11). Ist $a/r_p < 0,3$ so gilt für die mikroskopische Feldstärke E_{td} zwischen Teilchen und Kathode:

$$E_{td} = 1,29 \left(\frac{r_p}{a} \right)^{0,8} \left(E_{mak} + \frac{3Q_p}{2\pi^3 \varepsilon_0 r_p^2} \right) \quad (1.16)$$

Das Modell ist nur für Teilchendurchmesser ab etwa $100 \mu\text{m}$ effektiv wirksam

[Lat-95]. Partikel dieser Größe werden im Blitzstoßspannungsfeld jedoch zu kurz beschleunigt, um in den Nahbereich der Kathode zu gelangen.

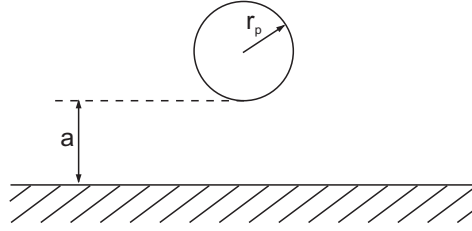


Bild 1.11: Mikropartikel in Kathodennähe

Detachment-trigger-discharge-Modell

Ähnlich wie beim *Trigger-discharge*-Effekt kann es zu Feldüberhöhungen zwischen negativ geladenen Partikeln und der Kathode kommen [Pos-72]. Werden Teilchen in einem transienten Feld von der Kathode abgestoßen, so trifft die kathodische Elektronenemission nach Gleichung 1.2 auf das noch im Nahbereich befindliche Partikel (siehe Bild 1.11). Die dadurch entstehende Feldüberhöhung beschreibt das *Detachment-trigger-discharge*-Modell. Gilt wiederum $a/r_p < 0,3$, dann berechnet sich die Feldstärke E_{dtd} im Zwischenbereich wie folgt:

$$E_{dtd} = 1,29 \left(\frac{r_p}{a} \right)^{0,8} \left(E_{mak} - \frac{3Q_p}{2\pi^3 \varepsilon_0 r_p^2} \right) \quad (1.17)$$

Da sowohl der Abstand a als auch die Partikelladung Q_p sehr stark von der Steilheit der beschleunigenden Spannung abhängig sind, ergeben sich nach [Pos-72] bei Spannungssteilheiten oberhalb von $du/dt \approx 10^{10}$ V/s für Partikel mit einem Durchmesser größer als $100 \mu\text{m}$ signifikante *Detachment-trigger-discharge*-Effekte. Für die in diesem Projekt verwendeten Blitzstoßspannungen erhält man Spannungssteilheiten im Bereich von $du/dt \approx 10^{11}$ V/s. Das *Detachment-trigger-discharge*-Modell ist deshalb eine mögliche Durchschlagsursache.

1.5 Vorentladungen

Neben den zuvor beschriebenen Mechanismen, die den Durchschlag der Vakuumstrecke verursachen können, führen Vor- bzw. Mikroentladungen zu einer nur teilweisen Entladung im Vakuum. Im Gegensatz zum vollständigen Durchschlag ist die

Plasamenge dabei begrenzt, und es kommt nicht zu einer lawinenartigen Vermehrung von Elektronen oder Ionen. Als Vorentladungsursache kommen Effekte über das Metall-Mikrospitzen-Modell (Seite 6 ff.), das Metall-Isolator-Vakuum-Modell (Seite 14 ff.) und das Mikropartikel-Modell (Seite 16 ff.) in Frage.

Nachzuweisen sind solche Vorentladungen durch die Messung des Stromes, durch eine erhöhte Röntgenstrahlung und durch Leuchterscheinungen auf den Elektrodenoberflächen. Je nach Vorentladungsart lassen sich zwei Kategorien unterscheiden (vergl. [Kah-93]):

1. Transiente Vorentladungen mit Anstiegszeiten im μs -Bereich und Stromscheitelwerten bis zu einigen Ampere. Diese Impulse zeichnen sich durch erhöhte Röntgenstrahlung und einzelne konzentrierte Leuchtpunkte auf den Elektrodenoberflächen aus. Insbesondere bei Belastungen mit Blitzstoßspannungen sind diese Vorentladungen vorherrschend.
2. Stromimpulse mit einer Dauer von ca. 0,1 ms bis 2 ms und Amplituden von einigen Milliampere. Schwache Leuchterscheinungen auf den Elektroden und eine geringe Erhöhung der Röntgenstrahlung werden bei diesen Vorentladungen beobachtet.

In Versuchen wurde gezeigt, daß die Lichtstärke und die Röntgendosisleistung mit steigendem Scheitelwert des Vorentladungsstromes zunehmen. Beeinflußt wird die Vorentladungsart und -häufigkeit vom Material der Elektroden, von der Schlagweite und der Feldverteilung [Lat-95].

Verantwortlich für die transienten Vorentladungen sind zumeist adsorbierte Gasschichten auf den Elektrodenoberflächen (siehe Abschnitt 1.3). Diese Gasschichten werden nicht nur durch Elektronen, sondern auch durch Metallionen desorbiert. Typische Vorentladungsströme bei Schlagweiten von 10 mm ... 40 mm erreichen Stromscheitelwerte von einigen Ampere, haben eine symmetrische Impulsform und treten nach Zeitverzögerungen (bezogen auf das Spannungsmaximum) von $10 \mu\text{s}$... $70 \mu\text{s}$ auf. In Einzelfällen wurden Vorentladungen mit mehreren Maxima beobachtet. [Ben-87]

Die Zeitverzögerung nimmt mit größerer Schlagweite zu. Durch die im Vergleich zu Elektronen wesentlich größeren Laufzeiten der Metallionen kommt es zu einer verzögerten Desorption der Gasschichten. Strukturveränderungen auf den Elektrodenoberflächen verursachen eine starke Streuung der Stromscheitelwerte und der Verzögerungszeiten von Vorentladungen. [Ben-87]

1.6 Spannungs-Schlagweiten-Charakteristik

Die Stoßspannungsfestigkeit von Einfachunterbrechungen im Hochvakuum bei Schlagweiten oberhalb von ca. 5 mm wird durch partikelinduzierte Durchschlagsmechanismen (siehe Abschnitt 1.4), *detachment-trigger-discharges* (siehe Abschnitt 1.4.3) und *Switching*-Phänomene (siehe Abschnitt 1.3) bestimmt.

Es ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen der Durchschlagspannung U_d und der Schlagweite s :

$$U_d = f \cdot s^\alpha \quad (1.18)$$

mit U_d : Durchschlagspannung in kV
 f : Anordnungsabhängiger Faktor
 s : Schlagweite in mm
 α : Kennlinienexponent

Nach der von Cranberg bereits 1952 veröffentlichten *clump*-Theorie [Cra-52], die allein auf Mikropartikeln basiert, müßte der Durchschlagsexponent einen theoretischen Wert von $\alpha = 0,5$ annehmen. Eine Potenzregression über die experimentellen Durchschlagspannungen nach Cranberg bei Schlagweiten von 200 mm bis zu 6000 mm ergibt eine Kennlinie von $U_d = 55,4 \cdot s^{0,55}$ (Korrelation von $r = 0,998$) [Ard-73].

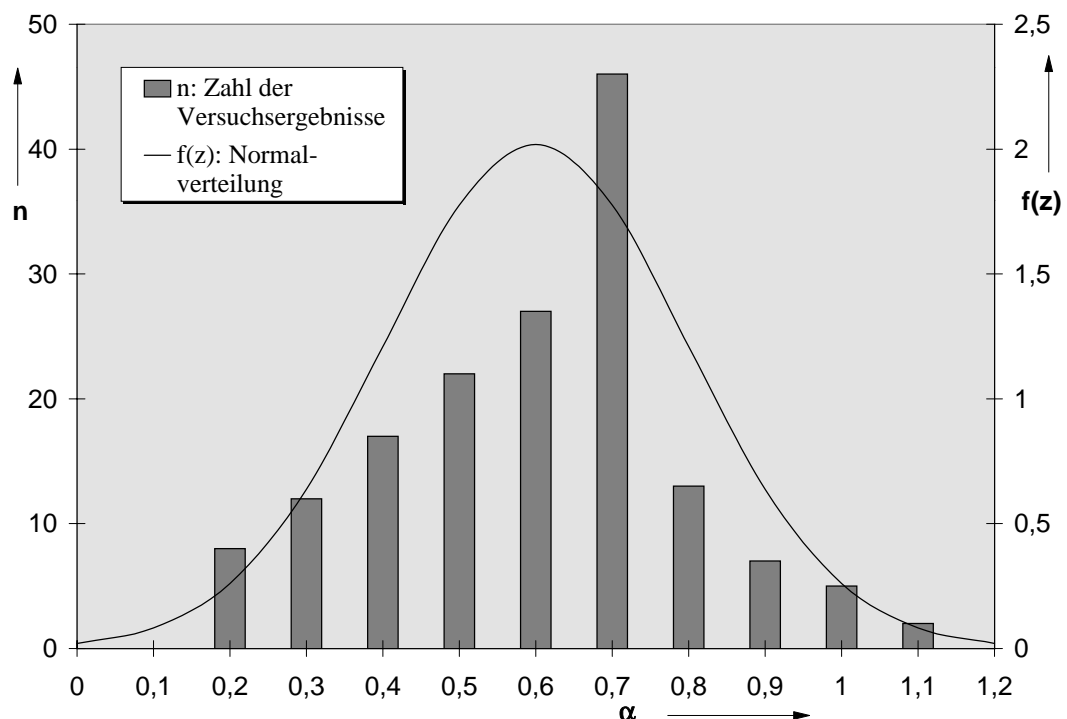


Bild 1.12: Ermittelte α -Werte aus verschiedenen Untersuchungen nach [Mai-61]

Aus zahlreichen Untersuchungen mit planparallelen Elektrodengeometrien ergibt sich, im Gegensatz zu dem theoretischen Ansatz, eine ganze Bandbreite von Ergebnissen für den Kennlinienexponenten α . Bereits 1961 hat [Mai-61] in einer Auswertung von 11 verschiedenen Quellen mit ca. 160 unterschiedlichen Elektrodenanordnungen den Exponenten α untersucht. Es ergab sich eine Verteilung nach Bild 1.12 mit einem Mittelwert von $\bar{\alpha} = 0,6$.

Die Zahl der Einflußparameter auf den Exponenten α ist groß. In zahlreichen Untersuchungen wurde dies experimentell ermittelt. Die wichtigsten Einflußgrößen sind die Schlagweite [Lat-95], die Art der Spannungsbeanspruchung [Hac-75], das Elektrodenmaterial [Ben-87][Hac-75], die Elektrodenform und Schirmung [Kah-93] sowie die Gaszusammensetzung [Hac-74]. Die Beeinflussung von α ist schwierig, da o.g. Parameter in technisch genutzten Anordnungen zumeist vorgegeben sind.

Kapitel 2

Technische Grundlagen und Erwartungen

Für den Einsatz von Mehrfachunterbrechungen im Hochvakuum sind, neben der Theorie des Vakuumdurchschlags, die technischen Grundlagen von Vakuumschaltern wichtig. Da diese Arbeit vor dem Hintergrund einer möglichen Anwendung stehen soll, werden zunächst die erwarteten technischen Verbesserungen abgeschätzt.

2.1 Vakuum-Leistungsschalter

Vakuum-Leistungsschalter haben sich weltweit im Mittelspannungsbereich durchgesetzt. Aufgrund ihrer vielfältigen Vorteile wie rasche Wiederverfestigung, hohes Schaltvermögen, geringer Wartungsaufwand und lange Lebensdauer, liegt der Anteil dieses Löschprinzips derzeit bei ca. 65 % [Sch-91]. Während im Jahre 1980 der Vakuumschalter im Mittelspannungsbereich nur einen Weltmarktanteil von 19 % erzielte, lag der Anteil 1984 bereits bei 40 % aller verwendeten Schalter [Ste-86]. Ölgefüllte Schalter sind gänzlich vom Markt verdrängt worden.

In Deutschland entfielen auf den Spannungsbereich unterhalb von 72,5 kV im Jahre 1995 ca. 20000 Leistungsschalter mit einem Marktvolumen von über 200 Millionen DM. Im Bereich oberhalb von 72,5 kV wurden ca. 2300 Leistungsschalter mit einem Volumen von ca. 273 Millionen DM produziert. Während im Hochspannungssegment der SF₆-Schalter den größten Marktanteil hält, ist dies im Spannungsbereich bis 72,5 kV eindeutig der Vakuumschalter [ZVEI-97].

2.1.1 Spannungsbereiche

Eine wichtige Kenngröße von Leistungsschaltern ist die Nennspannung. Für die in Deutschland üblichen Wechselspannungsebenen gelten bestimmte Nenn-Stehblitzstoßspannungen, die alle verwendeten Geräte erfüllen müssen [VDE 0670]. Tabelle 2.1 enthält die erforderlichen Prüfspannungen.

Tabelle 2.1: Prüfspannungen für Wechselstromschaltgeräte

Nennspannung in kV	24	36	52	72,5	100	123	145	170	245
Nenn-Stehblitzstoßspannung in kV	125	170	250	325	450	550	650	750	1050

Vakuum-Leistungsschalter mit einer Schaltröhre pro Pol von deutschen Herstellern (ABB, AEG, Siemens) beschränken sich zumeist auf den Mittelspannungsbereich bis zu 36 kV. Anwendungen für höhere Spannungen werden nahezu vollständig von japanischen Herstellern produziert. So werden z.B. von Toshiba Vakuum-Schaltröhren mit einer Nennspannung bis zu 84 kV angeboten [Kan-90]. Entwicklungsprototypen sollen dort Nennspannungen von 145 kV erreicht haben [Oka-87]. Bild 2.1 zeigt den Schnitt durch eine Schaltröhre für 24 kV.

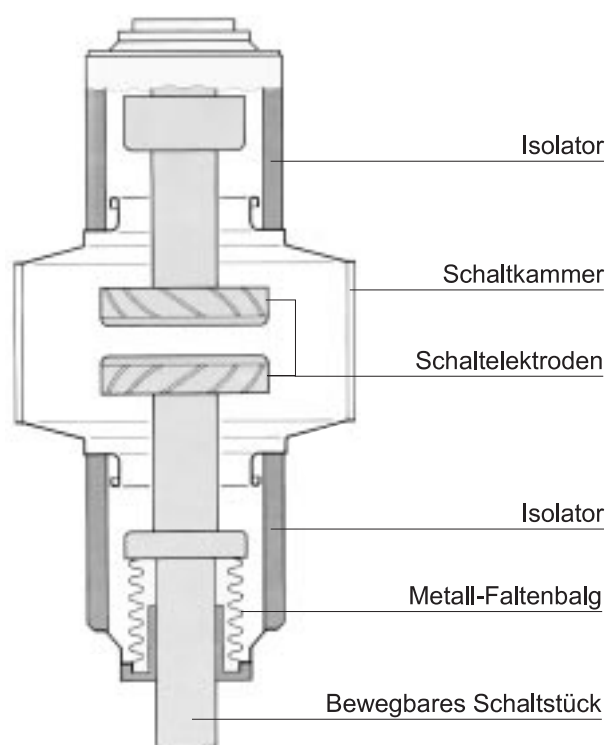


Bild 2.1: Aufbau einer Vakuum-Schaltröhre

2.1.2 Anforderungen für Schaltvorgänge

Typische Nenn-Kurzschlußausschaltströme von Mittelspannungsvakuumschaltern liegen im Bereich von 8 kA bis 72 kA, die Nennbetriebsströme reichen bis zu 4 kA [Ren-91]. Japanische Hersteller bieten Röhren bis zu einem Nenn-Kurzschlußausschaltstrom von 100 kA an [Kan-90].

Beim Ausschalten eines Wechselstromes entsteht bei der Kontakttrennung ein Plasma. Durch die unzureichende Energiezufuhr im Stromnulldurchgang der Wechselspannung verliert das Plasma seine Leitfähigkeit, und der Lichtbogen erlischt [Lin-87]. Betrachtet man die Anforderungen an einen idealen Schalter, so würde sich eine Kennlinie nach Bild 2.2 [Ste-86] ergeben. Während der Plasmabrenndauer ($t_K \dots t_0$) sollte der Widerstand der Schaltstrecke R möglichst gering sein ($R \rightarrow 0$), um eine niedrige Lichtbogenenergie W_B zu erreichen:

$$W_B = \int_{t_K}^{t_0} u_B i \, dt \quad (2.1)$$

mit W_B : Lichtbogenenergie
 t_K : Zeitpunkt der Kontakttrennung
 t_0 : Löschzeitpunkt
 u_B : Lichtbogenspannung
 i : Strom

Dadurch wird die thermische Belastung in der Schaltröhre minimiert und die Beanspruchung der Kontakte gesenkt. Aus der geringen Lichtbogenspannung im Vakuum von maximal 70 V [Oka-87] resultiert ein geringer Lichtbogenwiderstand. Daher ist bei Vakuum-Schaltröhren bis zu einem Betriebsstrom von ca. 2000 A keine besondere Wärmeabfuhr notwendig. Nach dem Erlöschen des Lichtbogens hat ein idealer Schalter einen unendlich hohen Schaltstrecken-Widerstand ($R \rightarrow \infty$), um einer Neuzündung der Strecke durch eine Wiederkehrspannung U_W entgegenzuwirken [Ste-86].

Zur Optimierung der Kurzschlußausschaltleistung von realen Vakuum-Schaltröhren sind umfangreiche technologische Maßnahmen notwendig. Die **Kontaktöffnungs-geschwindigkeit** sollte dabei im Hinblick auf einen kostengünstigen mechanischen Antrieb minimal sein. Damit verknüpft ist die Länge des **Kontaktthubes**, der einerseits groß genug sein muß, um die notwendigen Blitzstoßspannungen bei geöffneten Kontakten zu gewährleisten, andererseits möglichst klein sein sollte, damit die Kon-

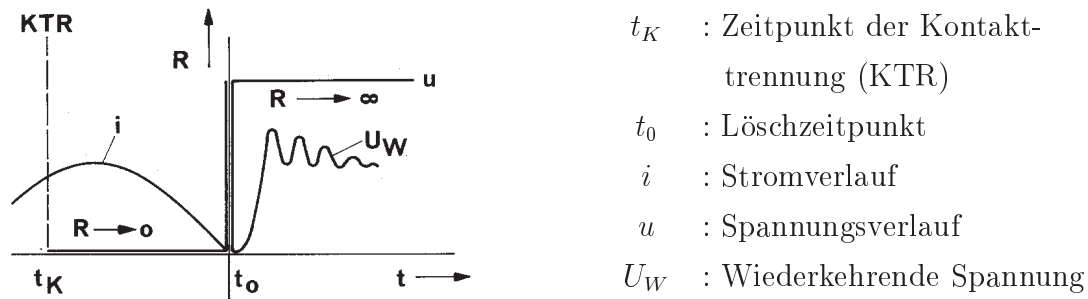


Bild 2.2: Kennlinie eines idealen Schalters [Ste-86]

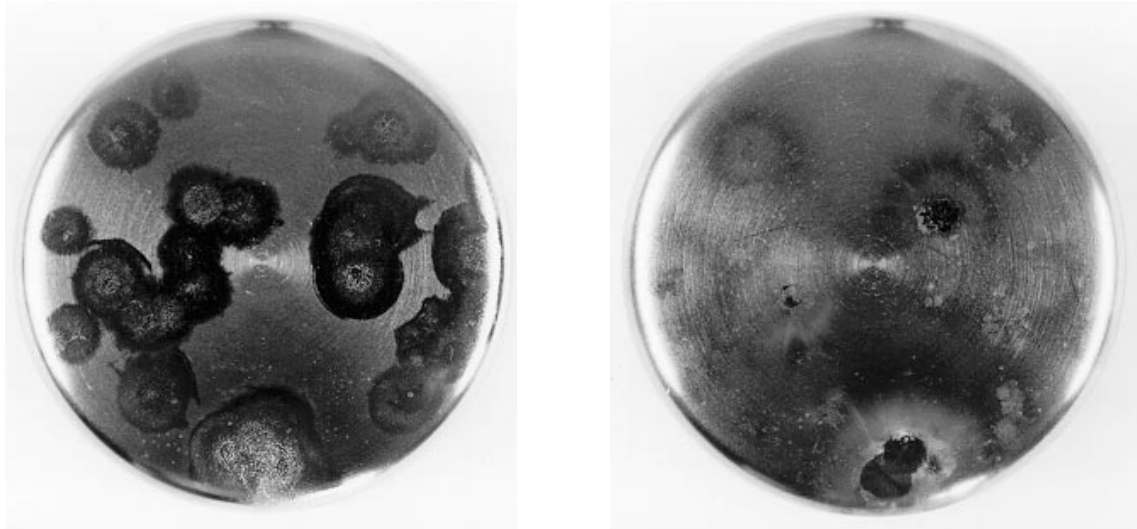
taktöffnungsgeschwindigkeiten niedrig bleiben. Weiterhin ist die Vermeidung bzw. Minimierung der Lichtbogenkontraktion auch bei höheren Strömen entscheidend.

Die Erhöhung der Spannungsfestigkeit über eine Vergrößerung des Kontaktabstandes ist nur eingeschränkt möglich. Neben der degressiv ansteigenden Spannungsfestigkeit über der Schlagweite steigt bei gleicher Kontaktöffnungsgeschwindigkeit die Kontaktöffnungszeit. Die Lichtbogenenergie nimmt zu, und die Kontaktlebensdauer wird verkürzt [Ste-86]. Zur sicheren Beherrschung des Lichtbogens müssen weitere, teilweise widersprüchliche Anforderungen optimiert werden.

Beherrschung des Lichtbogens

Im Gegensatz zu Luft und anderen Gasen erzeugt der Vakuumlichtbogen seine Ladungsträger durch Verdampfung und Ionisierung von Elektrodenmaterial selbst (siehe Kapitel 1). Die bei kleineren Kurzschlußströmen bis zu 10 kA auftretenden Entladungen zeigen sich typischerweise als einzelne diffuse Kathodenbrennflecken mit Strömen von ca. 100 A bis 200 A pro Brennfleck. In dem thermisch erzeugten Metaldampf werden die für einen Durchschlag notwendigen freien Ladungsträger gebildet.

Überschreitet der Strom einen Wert, der von Werkstoff, Abstand und Fläche der Kontakte bestimmt ist, so kontrahiert der Lichtbogen. Die Folge ist ein starkes Aufschmelzen der Kontakte, besonders der stärker belasteten Anoden. Die sichere Lichtbogenlöschung ist nicht mehr gewährleistet [Lin-87]. Bild 2.3 zeigt ein Elektrodenpaar nach mehreren Durchschlägen unter Blitzstoßspannungsbelastung. Deutlich sind die einzelnen Brennflecken zu sehen, die besonders auf der Anode zu Aufschmelzungen geführt haben (siehe Anodenantwort in Abschnitt 1.2.2). Die hohe Zahl von Veröffentlichungen über Kontaktmaterial und Kontaktart machen deutlich, daß hier wesentliche Einflußfaktoren auf die Leistungsfähigkeit einer Vakuum-Schaltröhre zu finden sind.



Anode

Kathode

Bild 2.3: Durchschlagspuren auf Elektrodenoberflächen

Kontaktmaterial

Das Kontaktmaterial unterliegt vielfältigen und zum Teil widersprüchlichen Anforderungen [Lin-87]. Es sollte eine hohe elektrische Leitfähigkeit zur Minimierung der elektrischen Verluste haben. Zudem muß eine hohe Reinheit und Gasfreiheit zur Sicherstellung des Vakuums gewährleistet sein. Materialien mit guten Getter-eigenschaften sind hierzu notwendig. Kleine Öffnungskräfte und minimale Spitzenbildungen (siehe Abschnitt 1.2.2) sollen ebenfalls erreicht werden. Weiterhin wird für das Material eine geringe Verschweißneigung, eine hohe mechanische Festigkeit (aufgrund der hohen Kontaktkräfte) und ein geringer Kontaktabbrand (für hohe Schaltzahlen) gefordert.

Als Konsequenz dieser Anforderungen wurden spezielle Kontaktmaterialien entwickelt, die zumeist als Legierung oder Sinterverbundwerkstoff aus mehreren Elementen bestehen. Eine weite Verbreitung in Vakuum-Leistungsschaltern hat das Kontaktmaterial Chrom-Kupfer (CrCu) gefunden [Kip-85].

Kontaktarten

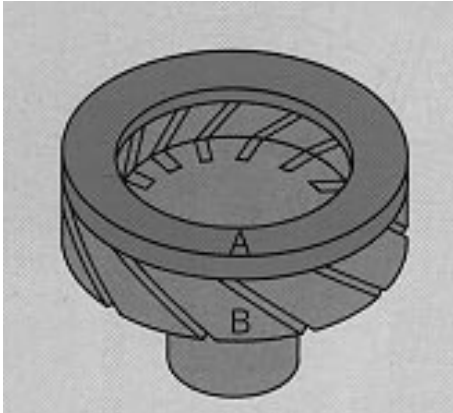
Zur Vermeidung der Lichtbogenkontraktion durch das Eigenmagnetfeld des Stromes werden in Vakuum-Leistungsschaltern zwei unterschiedliche Kontakttypen verwendet:

1. Radialmagnetfeld(RMF)-Kontakte:

Durch eine geeignete Kontaktform werden von den Strombahnen (zu den Fußpunkten der Teilströme) radial zur Röhrenachse gerichtete Magnetfelder \vec{B} erzeugt. Auf die zwischen den Elektroden transportierten Ladungsträger mit der Ladung q und der Geschwindigkeit \vec{v} wirkt dann eine Lorentzkraft \vec{F} in tangentialer Richtung mit:

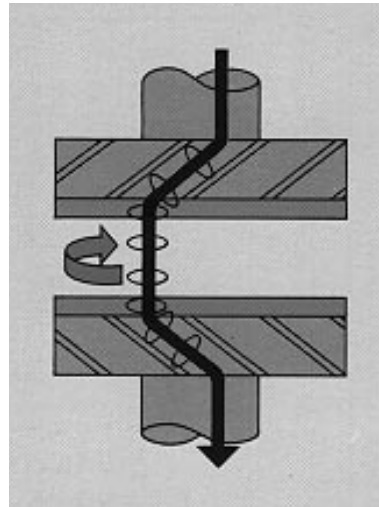
$$\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.2)$$

Die Lichtbogenfußpunkte werden dadurch auf dem Kontakt bewegt, und die Energiezufuhr pro Zeit und Fläche wird reduziert. Einen RMF-Kontakt und seine Funktionsweise zeigt Bild 2.4.



Schaltstück RMF-Kontakt:

A: Laufring, B: Kontaktträger



Kontrahierter Lichtbogen:

Stromverlauf und Laufrichtung

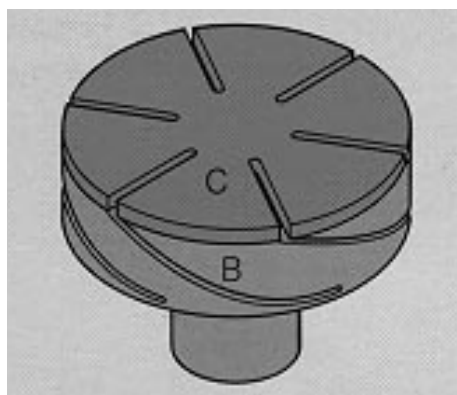
Bild 2.4: Aufbau und Funktionsweise eines RMF-Kontaktes

2. Axialmagnetfeld(AMF)-Kontakte:

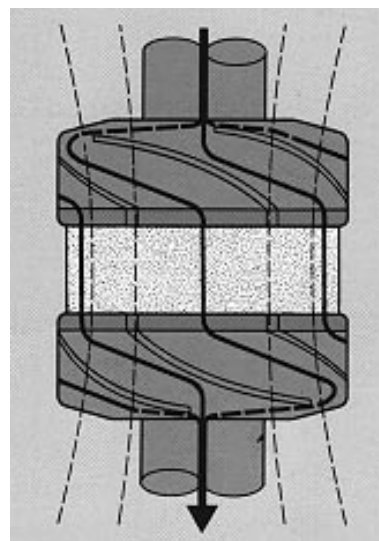
Bei hohen Strombelastungen hat sich der AMF-Kontakt weitgehend durchgesetzt. Axiale Magnetfelder in Richtung zur Schaltrohrenachse zwingen die Ladungsträger mit der Masse m im Feld auf Kreisbahnen mit dem Radius:

$$r = \frac{m \cdot \vec{v}}{q \cdot \vec{B}} \quad (2.3)$$

Die Kreisbahnen stören die durch das Eigenmagnetfeld hervorgerufenen kontrahierten Entladungskanäle, und ein diffuser Lichtbogen entsteht. Bild 2.5 zeigt einen AMF-Kontakt, bei dem das Axialfeld durch einen speziellen Stromweg im Schaltstück unter der Kontaktfläche erzeugt wird.



Schaltstück AMF-Kontakt:
B: Kontaktträger, C: Kontaktscheibe



Diffuser Lichtbogen:
Stromverteilung

Bild 2.5: Aufbau und Funktionsweise eines AMF-Kontaktes

2.1.3 Vergleich von Vakuum- und SF₆-Schaltern

Während bei SF₆-Schaltern die Stromführung im Plasma fast ausschließlich durch Ladungsträger des Gases erfolgt, werden im Vakuumschalter Elektronen aus den Kontaktwerkstoffen entzogen. Auch das Kontaktabbrandmaterial schlägt sich beim Vakuum-Leistungsschalter größtenteils auf den Kontaktoberflächen nieder. Im Gegensatz zum SF₆-Leistungsschalter sind die Bauteile beim Vakuumschalter auf ein Minimum reduziert. Dies liegt an den relativ einfach ausgebildeten Kontakten und der einfachen Geometrie. Resultat ist eine geringe Ausfallhäufigkeit von deutlich unter 0,05 pro 100 Schalter bezogen auf ein Jahr (20 kV Leistungsschalter), die von keinem anderen Schaltprinzip erreicht wird [Bra-94].

Vakuumschalter sind in jeder Lage einbaubar und haben kompakte Abmaße. Vergleicht man z.B. die Parameter Kontakthub, Ausschaltgeschwindigkeit und Antriebsenergie beider Schaltprinzipien an einem 24 kV Leistungsschalter mit 630 A Nennstrom, so ergibt sich ein um 72 % verminderter Kontakthub (14 mm), eine halbierte Ausschaltgeschwindigkeit (1 m/s) und eine um ca. 17 % reduzierte Antriebsenergie (250 Nm) für den Vakuum-Leistungsschalter [Ste-82].

Betrachtet man die Spannungsfestigkeit als Funktion der Schlagweite, so ergibt sich ein signifikant unterschiedliches Verhalten der Schaltprinzipien (siehe Bild 2.6). Das Diagramm zeigt die hohen Festigkeiten der Vakuumstrecke schon bei kleinen Schlagweiten. Dadurch bedingte kurze Lichtbogenzeiten ermöglichen eine

hohe Rückzündungsfreiheit z.B. beim Schalten von kapazitiven Strömen. Durch die geringe Lichtbogenzeit, Lichtbogenspannung und Lichtbogenlänge ergibt sich eine Schaltarbeit (Verlustenergie bei der Kurzschlußabschaltung), die um den Faktor 8 kleiner als bei vergleichbaren SF_6 -Leistungsschaltern ist. Das Bild zeigt aber auch, daß die Spannungsfestigkeit im Vakuum größeren Schwankungen unterliegt. Sich verändernde Parameter, wie Mikroemitter auf der Elektrodenoberfläche (siehe Abschnitt 1.2.2), haben einen starken Einfluß auf die Spannungsfestigkeit einer Elektrodengeometrie. Mikroemitter unterliegen einer hohen statistischen Streuung und sind physikalisch nicht immer eindeutig quantifizierbar. Aus diesem Grund muß für industrielle Anwendungen bei der Stoßspannungsfestigkeit ein Sicherheitsfaktor von bis zu 25 % berücksichtigt werden [Lat-95].

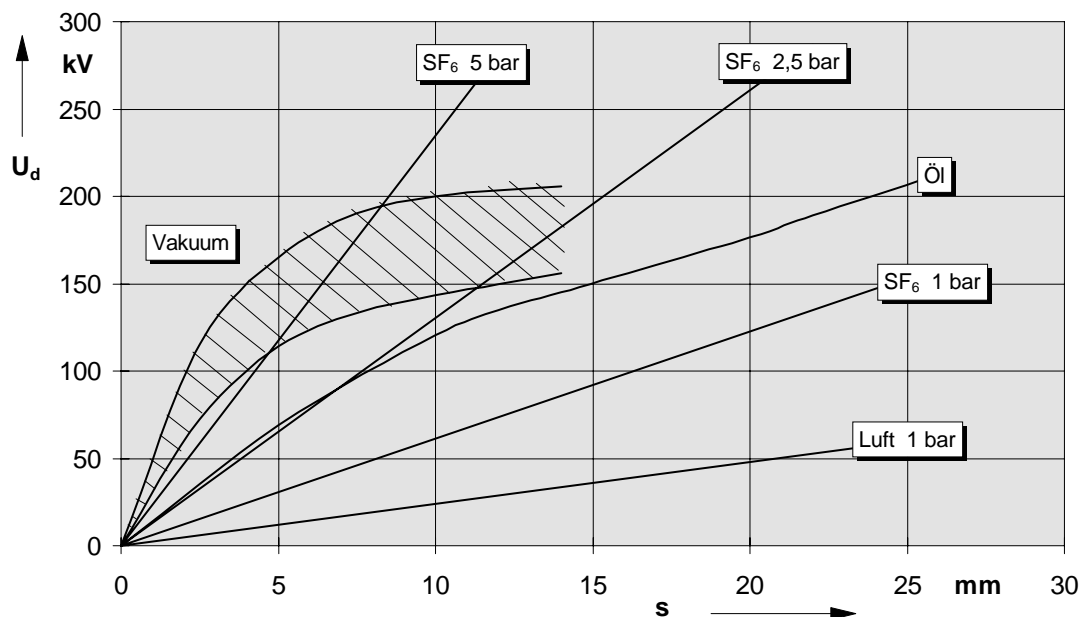


Bild 2.6: Durchschlagsspannung U_d unterschiedlicher Medien in Abhängigkeit von der Schlagweite s

Vergleicht man den Betrieb und die Wartung beider Schaltertypen, so ergeben sich eindeutige Vorteile für das Vakuum-Löschprinzip. Die Vermeidung von Kontaktoxidation, die ständige Löschbereitschaft und die Temperaturunabhängigkeit sind Argumente für den Vakuumschalter. Tabelle 2.2 zeigt die unterschiedliche Leistungsfähigkeit von SF_6 - und Vakuumschaltern bei einem Nennkurzschlußausschaltstrom von 16 kA [Ste-86].

Ökologische Eigenschaften, z.B. bei der Entsorgung von Leistungsschaltern, haben in jüngerer Vergangenheit ein stärkeres Interesse gefunden. Die fehlende Präsenz von

Tabelle 2.2: Betriebsdatenvergleich Vakuum- und SF₆-Schalter

Löschprinzip	SF ₆	Vakuum
Stromlose Schaltungen	10 000	10 000
Nennstromschaltungen	5 000	10 000
Schaltungen mit 20 % Nennkurzschlußausschaltstrom	200	2 000
Schaltungen mit 100 % Nennkurzschlußausschaltstrom	50	100

Löschgasen und toxischen Abbauprodukten lassen das Vakuumschaltprinzip besonders umweltfreundlich erscheinen.

Der Anteil von SF₆ an den klimaschädigenden Gasen beträgt nur 0,01 %. Auf die Elektrotechnik entfällt zwischen 40 % ... 50 % der weltweiten SF₆-Jahresproduktion von 5000 t bis 8000 t. Dank einer um ca. 2,5- bis 3mal höheren elektrischen Festigkeit als Luft, wird der Weg zu einer SF₆-freien Technologie nur über Ersatzmedien sinnvoll. Die Leistungsfähigkeit von SF₆ zeigt sich z.B. durch ein Grundflächenverhältnis von luftisolierten Schaltanlagen im Vergleich zu SF₆-Anlagen von 30:1. [Kär-96]

Während Schwefelhexafluorid als reines Gas nicht toxisch ist, bilden sich innerhalb von SF₆-Schaltröhren Spaltprodukte durch die Zersetzung im elektrischen Lichtbogen, bei energiearmen Endladungen oder durch erhöhte Temperaturen. Inwieweit die mehrfachunterbrechende Vakuum-Schaltröhre eine mögliche Alternative zur SF₆-Schaltröhre sein kann, ist ein Aspekt dieser Arbeit. Ob dabei allerdings gänzlich auf den Einsatz von SF₆ verzichtet werden kann, bleibt fraglich, da z.B. durch eine Gasisolierung außerhalb der Schaltröhre ein wesentlicher Beitrag zur Kompaktheit einer Schaltanlage geleistet werden kann.

2.2 Mehrfachunterbrechungen im Vakuum

Die Prüfspannungen für Hochspannungsschalter oberhalb von 170 kV nach Tabelle 2.1 in Verbindung mit der degressiven Kennlinie der Festigkeit im Vakuum (siehe Bild 2.6) führen zu einer fast ausschließlichen Begrenzung der Vakuumschalttechnik auf den Bereich der Mittelspannung bis zu Nennspannungen von 36 kV.

Diese Arbeit soll klären, ob durch die Aufteilung einer Vakuumunterbrechung in mehrere Einzelunterbrechungen eine Steigerung der Gesamtfestigkeit möglich ist. Durch die Addition kleiner Schlagweiten mit jeweils relativ hohen Festigkeiten wird

eine Gesamtfestigkeit angestrebt, die oberhalb der in Bild 2.6 dargestellten Kennlinie von SF_6 liegt. Dadurch wäre eine grundlegende Voraussetzung für den erfolgreichen Einsatz der Vakuumtechnologie auch im Hochspannungsbereich gegeben.

Die während eines Durchschlags auftretende Lichtbogenspannung ist gegenüber der Spannungsfestigkeit einer intakten Vakuumstrecke zu vernachlässigen. Im Falle des Versagens einer Teilstrecke liegt die Gesamtspannung daher nahezu vollständig an den restlichen Unterbrechungen an. Ausgehend von einer maximal belasteten Vakuumstrecke steigt die Spannungsbelastung der restlichen Strecken, und die gesamte Anordnung versagt. Effekte, die eine Verschiebung der freien Potentiale bewirken, wie z.B. Vorentladungen (vergl. Abschnitt 1.5), werden hier zunächst vernachlässigt, um das maximale Verbesserungspotential von Mehrfachunterbrechungen abschätzen zu können.

Wir definieren einen Verbesserungsfaktor V_n aus dem Verhältnis der Durchschlagspannung einer n -fachen Unterbrechung $U_{d,n}$ zur Durchschlagspannung einer Einfachunterbrechung $U_{d,1}$ mit gleicher Gesamtschlagweite. Es gilt:

$$V_n \equiv \frac{U_{d,n}}{U_{d,1}} \quad (2.4)$$

2.2.1 Spannungssymmetrische Zweifachunterbrechung

Voraussetzung für die optimale Wirkung einer Zweifachunterbrechung ist die symmetrische Aufteilung der Teilspannungen auf die Einzelstrecken. Ausgehend von der elektrischen Festigkeit $U_{d,1}$ einer Einfachunterbrechung im Vakuum nach Gleichung 1.18 ergibt sich bei gleichen Randbedingungen, identischen Konstanten und unter Vernachlässigung von festigkeitsmindernden Effekten die theoretische Durchschlagspannung einer Zweifachunterbrechung zu:

$$U_{d,2} = 2 \cdot f \cdot \left(\frac{s}{2}\right)^\alpha \quad (2.5)$$

mit $U_{d,2}$: Durchschlagspannung der Zweifachunterbrechung in kV
 f : Anordnungsabhängiger Faktor
 s : Schlagweite in mm
 α : Kennlinienexponent

Für eine Zweifachunterbrechung mit gleichmäßiger Spannungsaufteilung ergibt sich damit ein maximaler Verbesserungsfaktor von:

$$V_{2,max} = 2^{(1-\alpha)} \quad (2.6)$$

der nur von dem Kennlinienexponenten α abhängig ist. Für eine ideale Zweifachunterbrechung ergeben sich damit in Abhängigkeit von α die Verbesserungsfaktoren nach Tabelle 2.3.

Tabelle 2.3: Maximale Verbesserungsfaktoren einer symmetrischen Zweifachunterbrechung

Exponent α	0,45	0,5	0,55	0,6	0,65	0,7	0,75	0,8
Verbesserungsfaktor V_2	1,46	1,41	1,37	1,32	1,27	1,23	1,19	1,15

Da eine gleichmäßige Spannungsaufteilung nicht immer möglich ist, soll im folgenden die Verbesserung auch für nicht ideale Voraussetzungen bestimmt werden.

2.2.2 Unsymmetrische Zweifachunterbrechung

Ist eine Zweifachunterbrechung unsymmetrisch belastet, d.h. die Spannungsaufteilung erfolgt nicht zu gleichen Teilen auf die Einzelstrecken, dann wird die Gesamtfestigkeit der Zweifachunterbrechung vermindert. Definieren wir ein Teilpotential T_p der geringer belasteten Strecke, so ergibt sich die Durchschlagsbedingung der Zweifachunterbrechung zu:

$$(1 - T_p) U_{d,2} = f \cdot \left(\frac{s}{2}\right)^\alpha \quad \text{mit} \quad 0 < T_p \leq 0,5$$

Aus dieser Durchschlagsbedingung ergibt sich ein Verbesserungsfaktor der Zweifachunterbrechung in Abhängigkeit von T_p . Es gilt:

$$V_2 = \frac{U_{d,2}}{U_{d,1}} = \frac{1}{1 - T_p} 2^{-\alpha} \quad (2.7)$$

Bild 2.7 zeigt die hieraus resultierenden Verbesserungen. Es ist zu erkennen, daß für große α -Werte und ungünstige Potentialverteilungen eine Verschlechterung der Festigkeit ($V_2 < 1$) möglich ist. Nur bei optimalen Mittelpotentialen ($T_p = 0,5$) und α -Werten unter 0,7 ergeben interessante Verbesserungen von über 20 % ($V_2 > 1,2$).

2.2.3 Mehrfachunterbrechungen

Wegen des degressiven Verlaufs der Durchschlagskennlinie im Vakuum entsprechend Gleichung 1.18 kann mit einer Reihenschaltung von mehr als zwei Unterbrechungen

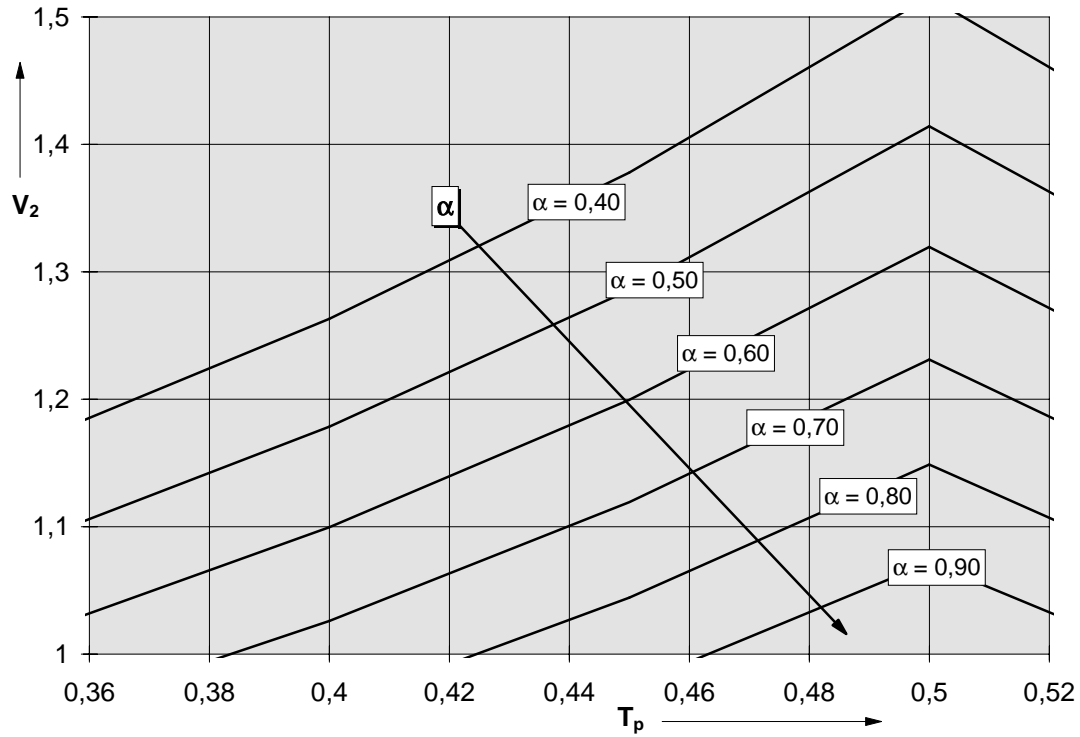


Bild 2.7: Verbesserungsfaktor V_2 von Zweifachunterbrechungen bei unsymmetrischer Spannungsaufteilung mit dem Teilpotential T_p

die Spannungsfestigkeit weiter erhöht werden. Nachfolgend wird der Verbesserungsfaktor einer Mehrfachunterbrechung (Gesamtschlagweite s) mit n Einzelunterbrechungen und unsymmetrisch belasteten Einzelschlagweiten bestimmt.

Bei ungleich belasteten Strecken ist die mit der größten Teilspannung $U_{d,\nu}$ belastete Strecke ν für den Durchschlag entscheidend. Die gesamte Anordnung versagt, wenn die Spannungsbelastung dieser Strecke mit der Schlagweite s/n die Durchschlagsspannung gemäß Gleichung 1.18 erreicht:

$$U_{d,\nu} = f \cdot \left(\frac{s}{n}\right)^\alpha$$

Die Durchschlagsspannung $U_{d,n}$ der Mehrfachunterbrechung (A) ist die Summe der Durchschlagsspannung der am höchsten belasteten Einzelstrecke (B) und der Summe der Teilspannungen an den restlichen Teilstrecken (C). Es gilt:

$$\underbrace{U_{d,n}}_A = \underbrace{U_{d,\nu}}_B + \underbrace{\left(1 - \ddot{u} \left(\frac{1}{n}\right)\right) U_{d,n}}_C$$

Die Durchschlagsbedingung ergibt sich hiermit zu:

$$U_{d,n} = f \cdot \left(\frac{s}{n}\right)^\alpha \cdot \left(\frac{n}{\ddot{u}}\right)$$

- mit $U_{d,n}$: Durchschlagspannung bei n -facher Unterbrechung
 n : Anzahl der Unterbrechungen
 f : Anordnungsabhängiger Faktor
 s : Schlagweite
 α : Exponent
 \ddot{u} : Spannungsüberhöhungsfaktor der höchstbelasteten Einzelstrecke bezogen auf die mittlere Spannung bei gleichmäßiger Spannungsverteilung $U_{d,n}/n$

Der Spannungsüberhöhungsfaktor \ddot{u} bezieht sich dabei auf den Idealwert der Einzelspannung von $U_{d,n}/n$. Es gilt somit:

$$\ddot{u} = U_{d,n} / \left(\frac{U_{d,n}}{n}\right) \quad \text{mit} \quad 1 \leq \ddot{u} < n$$

Der Quotient aus der Durchschlagspannung der Mehrfachunterbrechung und der Einfachunterbrechung mit der gleichen Gesamtschlagweite s ergibt den Verbesserungsfaktor für n -fach-Unterbrechungen:

$$V_n = \frac{1}{\ddot{u}} n^{1-\alpha} \quad (2.8)$$

Bild 2.8 zeigt die maximal möglichen Verbesserungsfaktoren von Mehrfachunterbrechungen bei einer idealen Spannungsaufteilung ($\ddot{u} = 1$) mit $V_n = n^{1-\alpha}$ in Abhängigkeit vom Durchschlagsexponenten α und der Unterbrechungsanzahl n .

2.2.4 Kennlinienbereiche

Da unterhalb einer Schlagweite von $s_{lin} \approx 5 \text{ mm}$ der Zusammenhang zwischen der Durchschlagspannung und der Schlagweite proportional ist (siehe Abschnitt 1.6, [Lat-95]), erreicht der Verbesserungsfaktor V_n einer n -fach-Unterbrechung erst ab einer Mindestschlagweite von $s_{min} = n \cdot s_{lin}$ seinen Maximalwert. Bild 2.9 zeigt die Abhängigkeit der Verbesserungsfaktoren $V_2 \dots V_4$ von der Schlagweite. Grundlage ist die Durchschlagskennlinie einer Einfachunterbrechung, die bis zu 5 mm spannungsproportional verläuft ($U_d(5 \text{ mm}) = 150 \text{ kV}$). Der anschließende degressive Teil der Kennlinie für $s > 5 \text{ mm}$ wurde mit $\alpha = 0,7$ angenommen. Die optimale

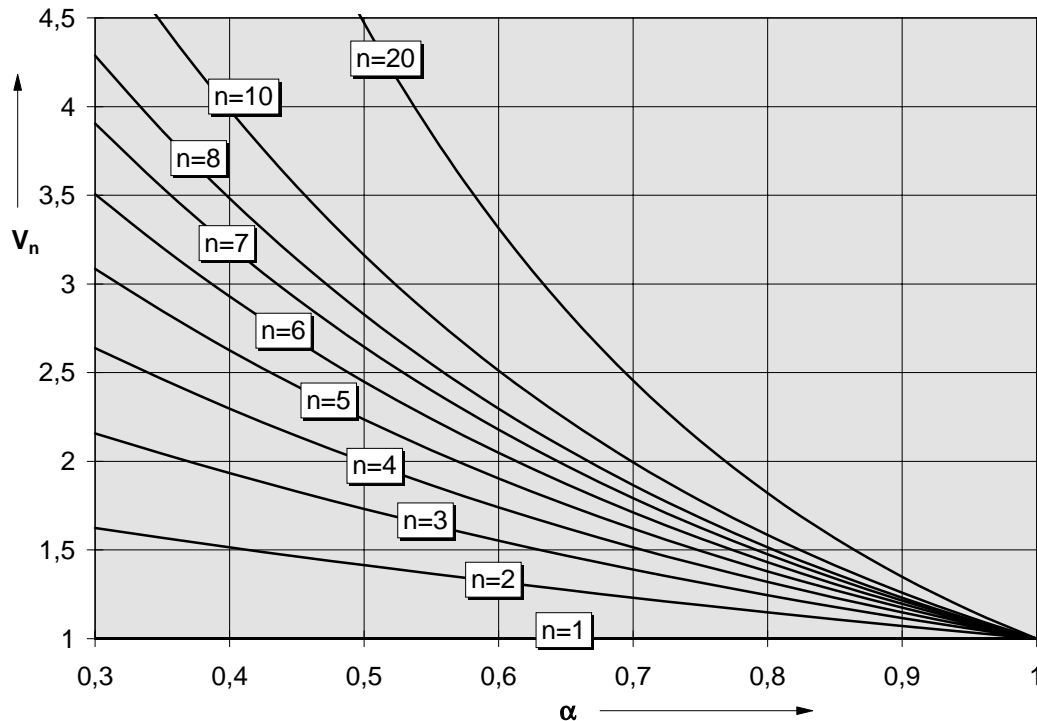


Bild 2.8: Verbesserungsfaktoren V_n von Mehrfachunterbrechungen mit symmetrischer Spannungsaufteilung

Durchschlagsspannung einer Mehrfachunterbrechung wird damit bei der Schlagweite $s = s_{min} = n \cdot s_{lin}$ erreicht. Bis zu dieser Schlagweite verläuft die Kennlinie linear und erreicht also den maximalen Verbesserungsfaktor. Die in Bild 2.9 dargestellten Kennlinien haben einen Knick im Übergangsbereich vom linearen zum degressiven Kennlinienbereich. Dies ist eine Folge des Modells und physikalisch nicht nachzuweisen.

2.2.5 Erwartete Verbesserungen

Bisherige Untersuchungen sind zumeist von der Reihenschaltung einzelner Vakuum-Schaltröhren ausgegangen. Eine frühe amerikanische Untersuchung von Shores [Sho-75] prüft die Reihenschaltungen von Vakuum-Schaltröhren mit einer einzelnen Nennspannung von 45 kV für den Einsatz im Hochspannungsbereich. Angestrebte Nennspannungen von 800 kV mit 14 Schaltröhren in Reihe wurden jedoch, soweit dem Verfasser bekannt, nicht realisiert.

Eine aufwendige Untersuchung wurde 1981 vom *Electric Power Research Institute* (EPRI) in den USA veröffentlicht [Ric-81]. Ziel war es, einen Vakuum-

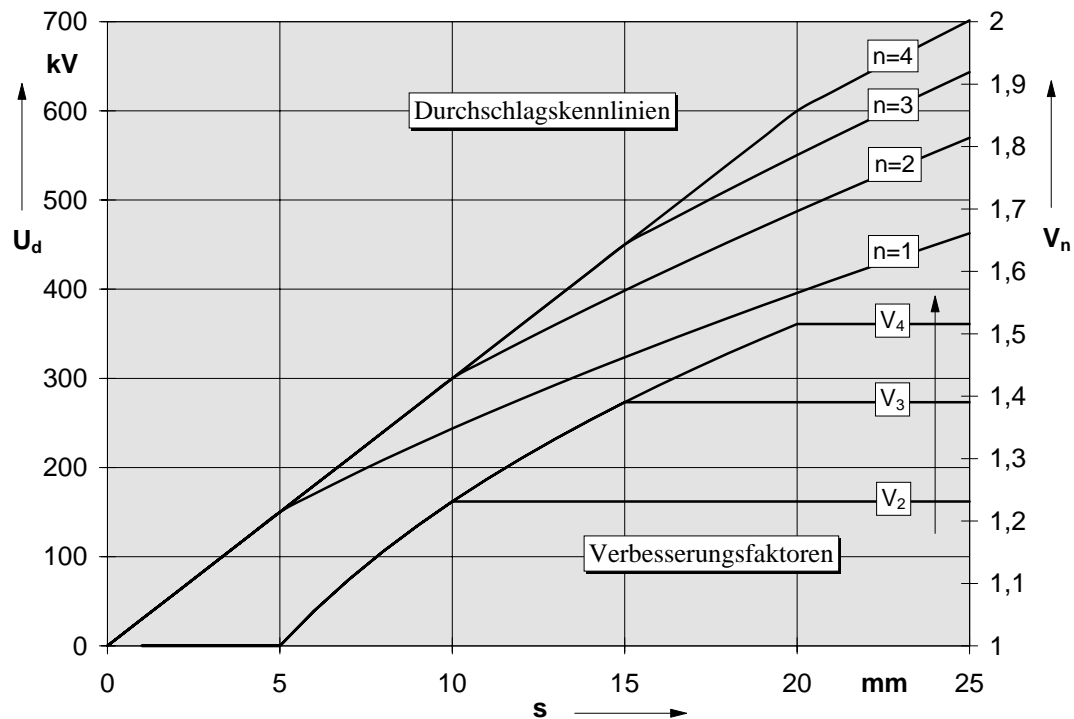


Bild 2.9: Durchschlagskennlinien und Verbesserungsfaktoren im Übergangsbereich vom linearen zum degressiven Kennlinienbereich

Leistungsschalter zu entwickeln, der mindestens in der 72 kV-Spannungsebene bei einem Nenn-Kurzschlußausschaltstrom von 63 kA und einem Nennstrom von 3 kA eingesetzt werden kann. Dies sollte mit unterschiedlichen Elektrodengeometrien erreicht werden, wobei zumeist mit zwei Schaltkontakten (z.T. mit bis zu neun parallelen Einzelelektrodenpaaren) zur Stromübertragung und konzentrisch angeordneten Stab-Elektroden (bis zu 10) zur Lichtbogenführung gearbeitet wurde. Trotz guter Teilergebnisse konnte dieses Ziel nicht verwirklicht werden.

Neben den elektrischen Prüfungen wurden Berechnungen der Schaltarbeit von Mehrfachunterbrechungen durchgeführt. Unter anderem wurden auch zweifachunterbrechende Schaltröhren (mit jeweils zwei beweglichen Schaltelektroden) mit der Reihenschaltung von einfachunterbrechenden Schaltröhren verglichen. Als Berechnungsgrundlage wurde ein dynamisches System mit 5 Freiheitsgraden angenommen, bei dem auch die mechanischen Koppelungen (Antriebsstangen etc.) zwischen den Röhren berücksichtigt wurden.

Für einen angenommenen 362-kV-Leistungsschalter ergaben sich die mechanischen Ergebnisse nach Tabelle 2.4. Normierungsgrundlage war die Reihenschaltung von sechs einfachunterbrechenden Schaltröhren mit je 60 kV Nennspannung. Bei drei

zweifachunterbrechenden Schaltröhren ergeben sich signifikante Vorteile bezüglich der Antriebskraft, Antriebsenergie und Baulänge.

Tabelle 2.4: Normierte mechanische Kenndaten für einen 362-kV-Vakuumleistungsschalter, der aus einfach- und zweifachunterbrechenden Schaltröhren aufgebaut ist; Modell nach [Ric-81]

	Schaltröhren mit Zweifachunterbrechungen			Schaltröhren mit Einfachunterbrechungen
Anzahl der Schaltröhren pro Schalter	5	4	3	6
Antriebskraft	1,70	1,30	0,87	1,00
Antriebsenergie	1,54	1,13	0,80	1,00
Gesamtlänge	1,20	1,00	0,76	1,00

Ausgehend von einem nach Abschnitt 1.6 (siehe Seite 23) realistisch erscheinenden Exponenten α von 0,65 können wir bei einer Zweifachunterbrechung bei gleicher Gesamtschlagweite einen maximalen Verbesserungsfaktor $V_2 = 1,3$ erwarten, bei der Vierfachunterbrechung erscheint ein Verbesserungsfaktor $V_4 = 1,6$ praktikabel.

Die durchgeführten und im folgenden beschriebenen Untersuchungen sollen zeigen, ob die theoretischen Erwartungen durch Experimente verifiziert werden können und welche Möglichkeiten zur weiteren Spannungssteigerung realistisch erscheinen.

Nothing resembles a new effect like a mistake.

Arthur C. Freeman

Kapitel 3

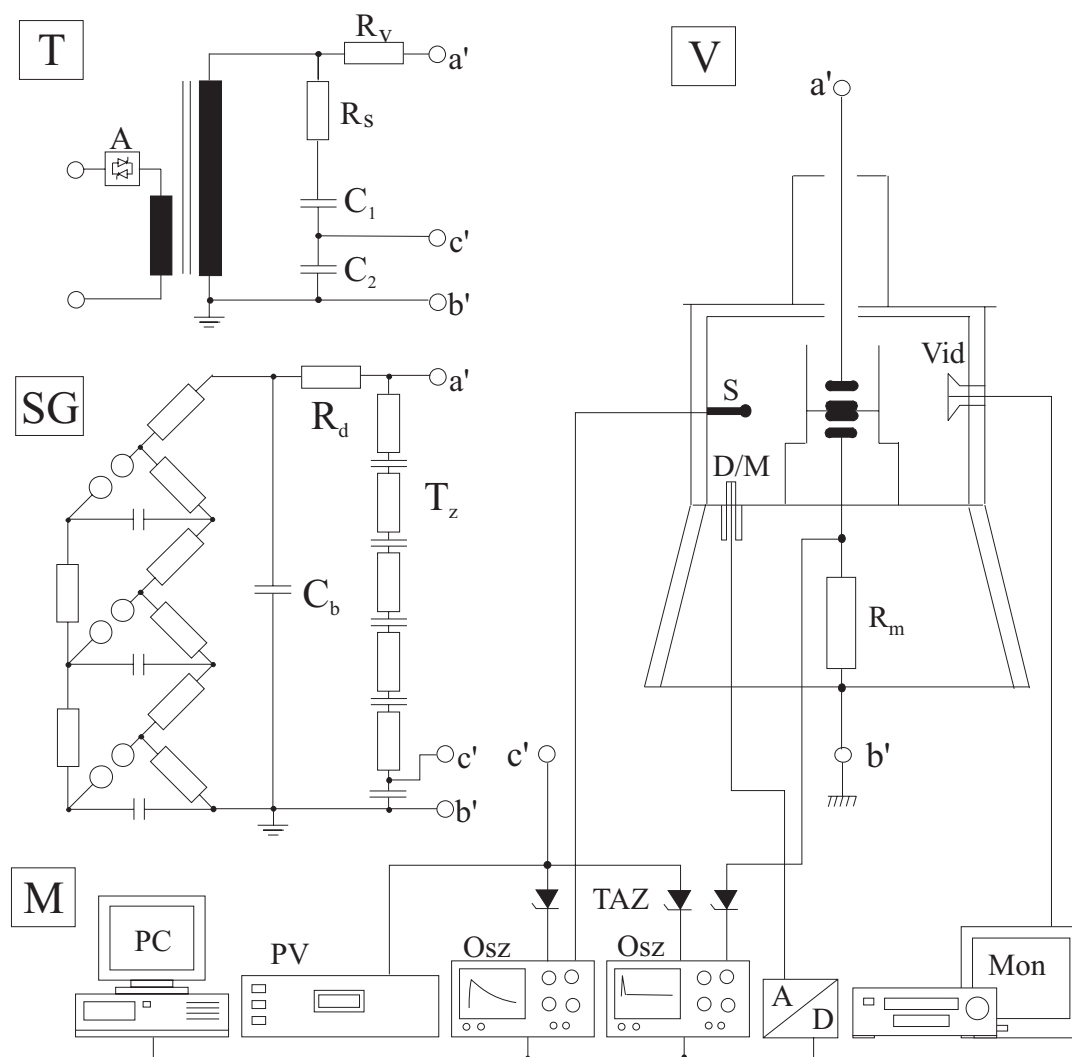
Versuchstechnik

3.1 Versuchsaufbau

Die Versuchsanlage besteht im wesentlichen aus dem Rezipienten, dem Stoßspannungs-Generator, einem Wechselspannungs-Transformator und der Meßtechnik. Bild 3.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau der Anlage. Sämtliche Messungen und Steuerungen werden aus einer geschirmten Meßkabine überwacht und gesteuert.

Rezipient: Das Hochvakuumgefäß wurde speziell für Hochspannungsuntersuchungen angefertigt. Bild 3.2 zeigt die technische Zeichnung des Versuchsgefäßes. Es besteht aus einer Edelstahlkammer (Werkstoff Nr. 1.4301) mit den notwendigen Flanschen, z.B. für die Vakuumpumpe, die Druck- und Massenspektrometer-Sonden. Durch zwei Beobachtungsfenster können mit einer Videokamera die Elektroden während eines Versuches beobachtet werden. Der Ein- und Ausbau der Elektrodenanordnungen geschieht über einen Flansch mit einem Innendurchmesser von 335 mm.

Am oberen Teil des Rezipienten ist eine feste Hochspannungsdurchführung eingebaut. Hiermit ist es möglich, Spannungen mit einem Scheitelwert bis zu 600 kV in den Hochvakuumbereich einzuleiten. Die erdseitige Elektrode am unteren Teil des Gefäßes ist durch einen Metallfaltenbalg in der Höhe von außen einstellbar.



T	: Transformator	A	: Schnellabschaltung
		R_V	: Vorwiderstand $1\text{ M}\Omega$
		R_S	: Schutzwiderstand $950\ \Omega$
		C_1, C_2	: kapazitiver Spannungsteiler 1450:1
SG	: Stoßspannungs-Generator	C_b	: Belastungskapazität $2,5\text{ nF}$
		R_d	: Dämpfungswiderstand $260\ \Omega$
		T_z	: Zaengl-Teiler 5333:1
V	: Versuchsgefäß	S	: kapazitiver Sensor
		R_m	: koaxialer Meßshunt $6\ \Omega$
		Vid	: Videokamera
		D/M	: Drucksensor und Massenspektrometer
M	: Meßkabine	PC	: Personal Computer
		PV	: Peak-Voltmeter
		Osz	: digitale Oszilloskope
		TAZ	: TAZ-Dioden (Überspannungsbegrenzer)
		A/D	: Meßwert-Umsetzer
		Mon	: Monitor und Rekorder

Bild 3.1: Aufbau der Versuchsanlage

Pumpen: Zur Evakuierung des Versuchsgefäßes stehen zwei seriell geschaltete Vakuumpumpen zur Verfügung. Mit Hilfe einer zweistufigen Drehschieberpumpe¹ und einer Turbomolekularpumpe² wird das Versuchsgefäß in einem Zeitraum von ca. 12 Stunden auf einen Absolutdruck von ca. $8 \cdot 10^{-4}$ Pa evakuiert. Dieser Druck erscheint ausreichend, da in mehreren Untersuchungen für den Druckbereich unterhalb von 10^{-3} Pa keine signifikante Veränderung der Durchschlagsspannung festgestellt wurde [Lat-95] [Kal-74].

Stoßspannungs-Generator: Zur Erzeugung der Blitzstoßspannung der Form $1,2/50 \mu\text{s}$ (siehe Gleichung 1.15) steht ein achtstufiger Stoßspannungs-Generator³ mit einer Summenladespannung von 2 MV und einer Energie von 50 kWs zur Verfügung. Die Anlage wird in dreistufiger Anordnung mit einer Summenladespannung von ca. 700 kV betrieben. Zur Dämpfung von Wanderwellenvorgängen erfolgt die Verbindung zum Versuchsgefäß über einen induktivitätsarmen 250- Ω -Widerstand⁴.

Die Stoßspannungsmessung geschieht über einen gedämpft kapazitiven Teiler⁵ nach Zaengl mit einem Übertragungsverhältnis der Spannung von 5333:1.

Wechselspannungs-Transformator: Zur Wechselspannungskonditionierung wird in der Versuchsanlage ein 50-Hz-Prüftransformator⁶ in zweistufiger Kaskadenschaltung mit einer Maximalspannung von 800 kV und einem Nennstrom von 0,5 A eingesetzt. Die Primärseite des Prüftransformators kann durch zwei antiparallel geschaltete Thyristoren innerhalb einer Stromhalbschwingung im Nulldurchgang abgeschaltet werden. Als Abschaltbedingung ist ein maximaler Primärstrom einstellbar. Zur Strombegrenzung auf der Sekundärseite ist das Versuchsgefäß über einen 1-M Ω -Widerstand⁷ mit einer Dauerleistung von ca. 4 kW mit dem Prüftransformator verbunden.

Die Messung der Wechselspannung erfolgt über einen kapazitiven Teiler mit einem Übertragungsverhältnis von 1450:1.

¹Leybold Heraeus, Trivac D 60 A

²Leybold Heraeus, Turbovac 1500

³MWB

⁴Schniewindt

⁵MWB, RCT 2000

⁶MWB, TEO 800

⁷Eigene Anfertigung

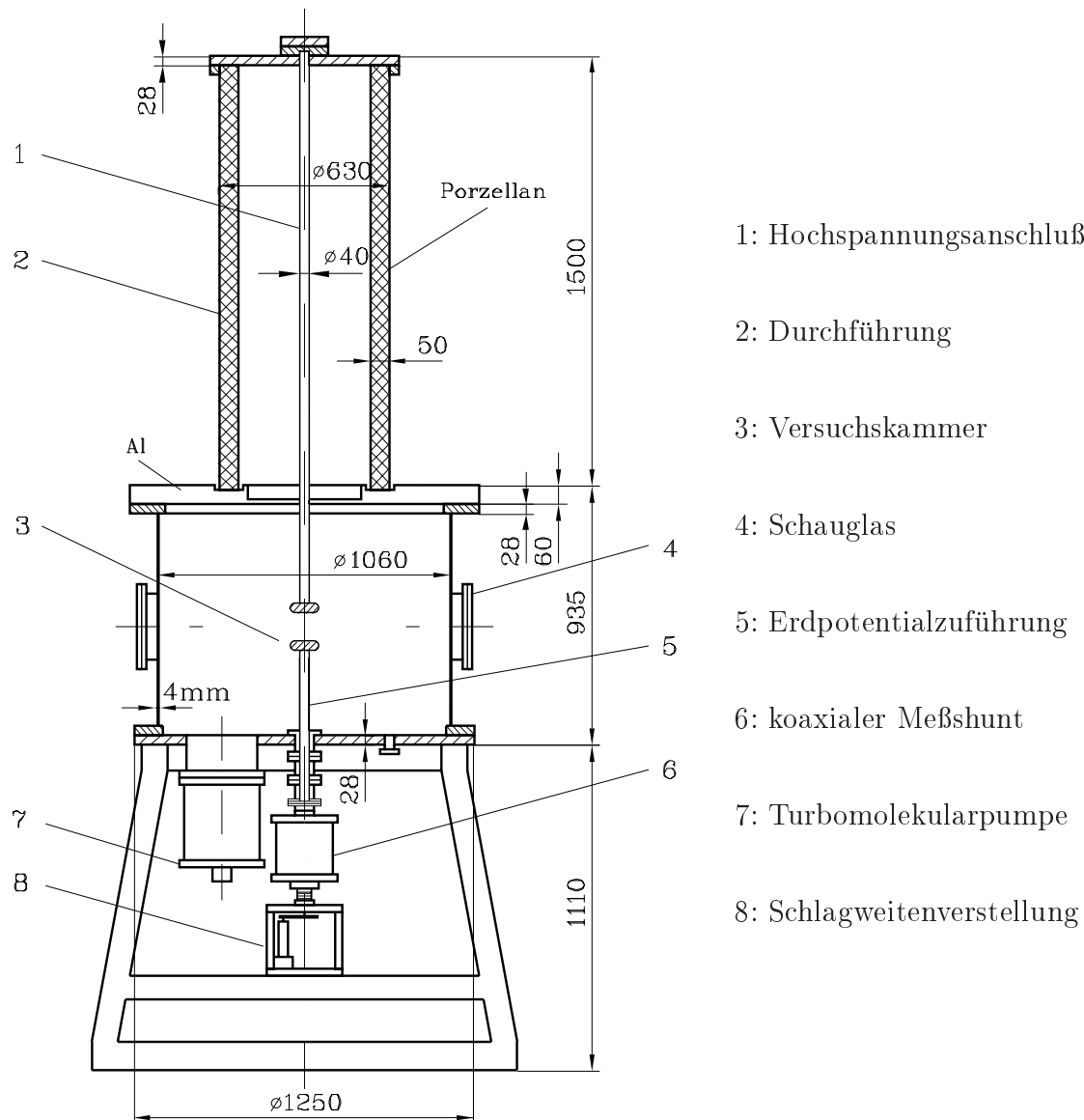


Bild 3.2: Versuchsgefäß, Kammermaterial: Edelstahl, \longleftrightarrow Maße in mm

Elektroden

Die hauptsächlich eingesetzten Elektroden sind aus Edelstahl (Legierung X 5 Cr-Ni 18 9, Werkstoff Nr. 1.4301) gefertigt. Dieser Werkstoff wurde gewählt, weil er ähnliche elektrische (Leitfähigkeit) und chemische (Austrittsarbeit) Eigenschaften wie der schwierig zu bearbeitende Kontaktwerkstoff Chrom-Kupfer (CrCu) realer Schaltstücke (siehe Bild 2.5) hat [Erv-72]. Das Elektrodenprofil wurde als Kompromiß zwischen niedriger Maximalfeldstärke und großer Kontaktfläche gewählt. Da der Einsatz von Borda-Elektrodenprofilen bei unterschiedlichen Schlagweiten nur eine geringe Verminderung der maximalen Feldstärke ergab [Ben-87][Kah-93], wurden Elektroden mit einem optimierten Radiusprofil verwendet. Bild 3.3 zeigt die

hauptsächlich verwendeten Elektroden.

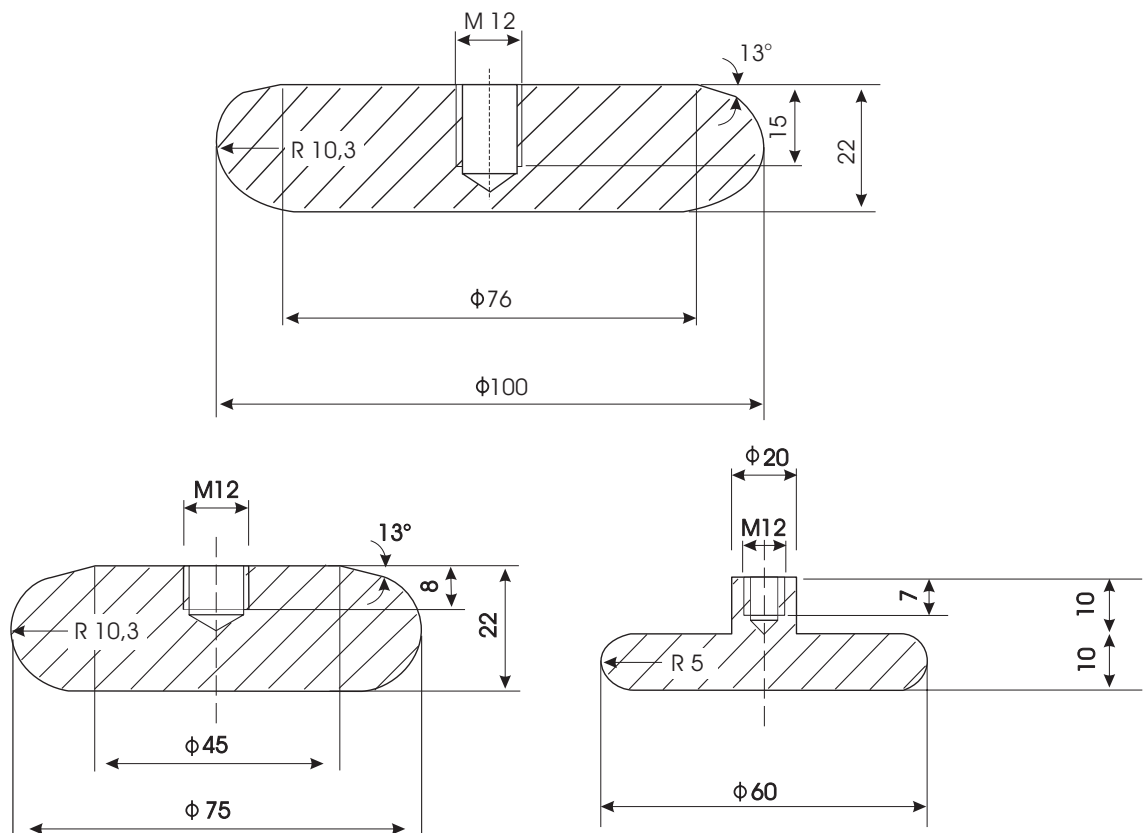


Bild 3.3: Technische Zeichnungen der Elektroden, Edelstahl: Werkstoff Nr. 1.4301

3.2 Meßtechnik

3.2.1 Spannungs- und Strommessung

Anzeige- und Aufzeichnungsgeräte

Für die Messung und Aufzeichnung der Spannungs- und Stromkennlinien standen drei Oszilloskope⁸ mit einer Grenzfrequenz von 350 MHz zur Verfügung. Die dabei aufgenommenen Oszillogramme wurden über ein IEEE-Interface und eine Schnittstellenkarte nach dem GPIB-Standard⁹ auf einen PC übertragen. Mit Hilfe einer selbst entwickelten Software wurden die Daten konvertiert und dann direkt mit dem Tabellenkalkulationsprogramm EXCEL¹⁰ verarbeitet.

⁸Le Croy, Typ 9450 und 9400

⁹National Instruments

¹⁰©Microsoft

Neben der Spannungsaufzeichnung auf den Oszilloskopen wurde der Scheitel- und Effektivwert der Impuls- bzw. Wechselspannung mit Hilfe eines *Peak*-Voltmeters¹¹ bestimmt.

Meßmethoden

Spannungen: Die Spannungsmessung der angeschlossenen Wechsel- und Blitzstoßspannung erfolgte direkt an den Unterkapazitäten der Teiler (siehe Abschnitt 3.1). Die Spannung wurde über ein Koaxialkabel (Wellenwiderstand $50\ \Omega$) mit den Aufnahmegegeräten in der Meßkabine verbunden.

Strom: Die Strommessung erfolgt über einen koaxialen Meßshunt ($6\ \Omega$), der in den erdseitigen Teil der Spannungsherausführung des Versuchsgefäßes geschaltet ist (siehe Bild 3.2).

Freie Potentiale: Zur Messung der bei Mehrfachunterbrechungen auftretenden Mittenpotentiale wurde ein kapazitiver Sensor im Versuchsgefäß integriert [Kah-93]. Dieser Sensor erzeugt eine feldstärkeproportionale Signalspannung:

$$u(t) = \frac{\varepsilon_0}{C_S} \cdot A \cdot E(t) \quad (3.1)$$

mit

- $u(t)$: Signalspannung
- ε_0 : Elektrische Feldkonstante
- C_S : Eigenkapazität des Sensors
- A : Meßfläche in der Sensorspitze
- $E(t)$: Feldstärke zwischen Sensorspitze und Meßfläche

Die Koppelkapazität C_K des geerdeten Sensors zur Meßfläche wird durch den relativ großen Meßabstand von mehr als 40 mm auf vernachlässigbare Werte im Bereich von einigen Femtofarad gebracht. Wichtig für den erfolgreichen Einsatz des kapazitiven Sensors ist eine Kalibrierung mit einem bekannten Potential der Meßfläche sowie einer definierten Anordnung der aktiven Fläche (ca. $12,5\text{ mm}^2$) in der Sensorspitze und der Meßfläche. Durch die Grenzfrequenz von über 100 MHz kann der Sensor auch zur Aufnahme von transienten Spannungsimpulsen verwendet werden. Bild 3.4 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Sensors.

¹¹Haefely, Typ 64

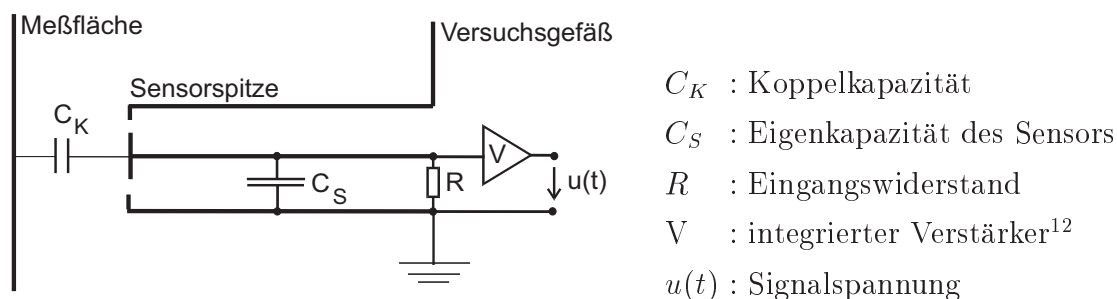


Bild 3.4: Prinzipieller Aufbau des kapazitiven Sensors

3.2.2 Kapazitätsmessung

Für Mehrfachunterbrechungen sind die Kapazitäten zwischen den Elektroden eine wichtige Dimensionierungsgröße. Das metallische Versuchsgefäß befindet sich auf Erdpotential. Daher sind die zwischen den Elektroden und der Gefäßwand vorhandenen Erdkapazitäten nicht vernachlässigbar und sie beeinflussen das Potential der freien Elektroden entscheidend. Bild 3.5 zeigt die Kapazitäten einer Zweifachunterbrechung in einem geerdeten Gehäuse. Je nach Elektrodengeometrie und Schlagweite ergeben sich für die einzelnen Teilkapazitäten unterschiedliche Werte.

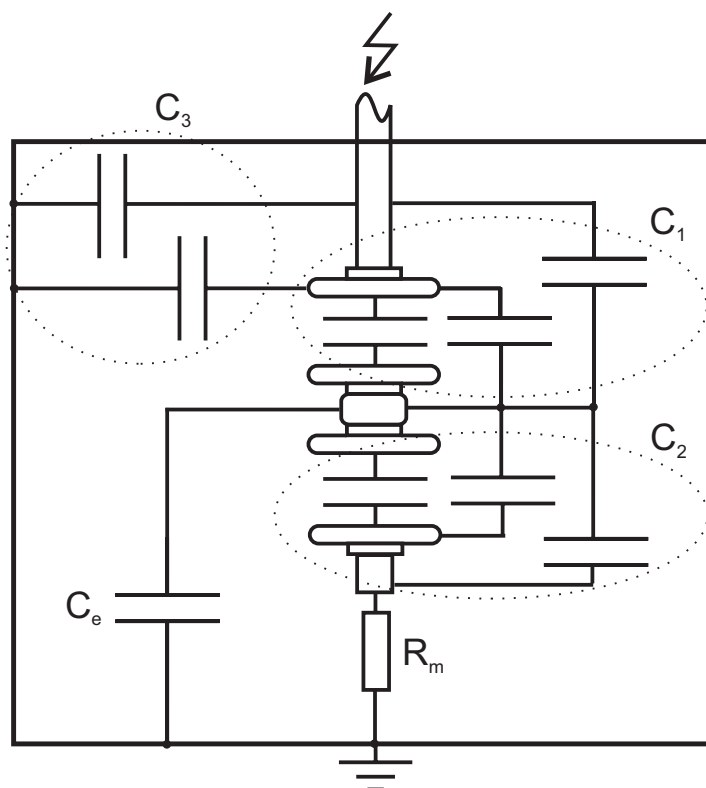


Bild 3.5: Kapazitäten einer Zweifachunterbrechung

¹²Maxim, Typ LH 0063

Diese und alle weiteren parasitären Kapazitäten (z.B. zwischen Hochspannungszuleitung und Erde) werden zusammengefaßt. Es ergibt sich ein Ersatzschaltbild gemäß Bild 3.6.

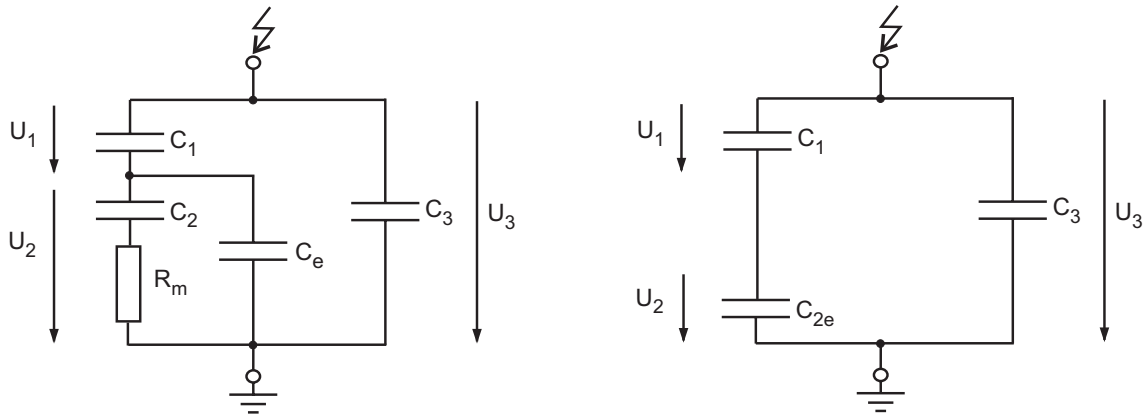


Bild 3.6: Ersatzschaltbilder einer Zweifachunterbrechung

Hierbei ergeben sich die Kapazitäten C_1 und C_2 jeweils aus den Eigenkapazitäten zwischen den Elektroden. Die Kapazität C_e faßt die Erdkapazitäten zwischen Mittelelektrode und Gefäß zusammen. Da die Spannung über dem Meßshunt R_m gegenüber der Spannung an C_2 vernachlässigbar ist, gilt $C_{2e} = C_2 + C_e$. Für diese Versuche ist das Verhältnis der Spannungen U_1/U_2 wichtig. Da ein rein kapazitiver Spannungsteiler vorliegt, gilt:

$$U_2/U_1 = C_1/C_{2e} \quad (3.2)$$

Zur Bestimmung der Kapazitäten $C_1 \dots C_3$ wird eine RCL-Meßbrücke¹³ mit einem maximalen Fehler von $\pm 0,25\%$ (bei 10 pF) über ein 4-Leiter Meßkabel mit Kelvin-Klemmen an die äußeren Elektroden angeschlossen. Um Fehler in der Messung durch unterschiedliche Sekundärparameter (z.B. Kontaktierung und Lage der Meßklemmen) zu minimieren, wurden drei Messungen mit teilweise kurzgeschlossenen Einzelkapazitäten durchgeführt. Es ergeben sich die Anordnungen nach Bild 3.7.

Bei Vernachlässigung des Meßshunts R_m entsprechen die gemessenen Kapazitäten $K_1 \dots K_3$ den Kapazitäten des Ersatzschaltbildes wie folgt:

$$\begin{aligned} K_1 &= C_3 + \frac{C_1 \cdot C_{2e}}{C_1 + C_{2e}} \\ K_2 &= C_3 + C_{2e} \\ K_3 &= C_3 + C_1 \end{aligned} \quad (3.3)$$

¹³Fluke, PM 6303 A

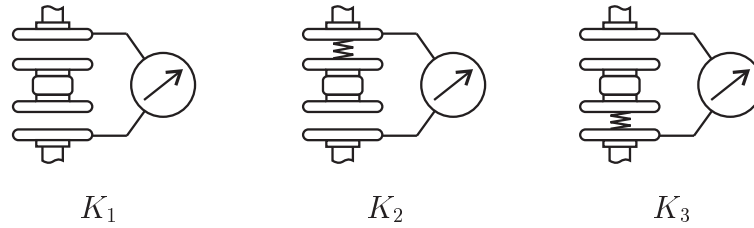


Bild 3.7: Messungen zur Kapazitätsbestimmung einer Zweifachunterbrechung

Die Lösungen dieser Gleichungen ergeben die Kapazitäten (angegeben sind nur die physikalisch sinnvollen Lösungen) mit:

$$\begin{aligned}
 C_1 &= (K_3 - K_1) + \sqrt{K_1^2 - K_1 K_3 - K_1 K_2 + K_2 K_3} \\
 C_{2e} &= (K_2 - K_1) + \sqrt{K_1^2 - K_1 K_3 - K_1 K_2 + K_2 K_3} \\
 C_3 &= K_1 - \sqrt{K_1^2 - K_1 K_3 - K_1 K_2 + K_2 K_3}
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Das Meßverfahren ist ohne Einschränkung für Zweifachunterbrechungen gültig, bei denen eine leitfähige Mittelelektrodenplatte (Durchmesser groß gegenüber den Elektrodendurchmessern) die beiden Schlagweiten trennt. Dies wurde bei einem Großteil der untersuchten Elektrodenanordnungen realisiert. An Geometrien nach Bild 3.7 sind durch die veränderten Erdungsverhältnisse Schwankungen in der als konstant vorausgesetzten Kapazität C_3 möglich. In der Praxis zeigten sich jedoch keine Abweichungen der Ergebnisse von dem zuvor beschriebenen Modell.

Analog erfolgt die Kapazitätsbestimmung einer Vierfachunterbrechung. Durch fünf unabhängige Messungen (z.B. eine Messung ohne Kurzschluß, vier Messungen mit jeweils einer kurzgeschlossenen Kapazität) erhält man fünf gemessene Kapazitäten $K_1 \dots K_5$. Diese Gleichungen wurden analytisch und numerisch berechnet.

3.2.3 Verschiedenes

Druckmessung: Zur Bestimmung des Absolutdruckes innerhalb des Versuchsgefäßes wurde ein Ionisationsvakuummeter¹⁴ verwendet.

Restgaszusammensetzung: Die Restgasanalyse erfolgte mit Hilfe eines Massenspektrometers¹⁵ mit einem Meßbereich bis zu 100 atomaren Masseneinheiten (amu). Die Messungen ergaben einen erwarteten Verlauf mit einem Hauptmassenanteil bei 18 amu (Wasser).

¹⁴Leybold-Heraeus, IONIVAC IM 210 D

¹⁵Fisons Instruments, Quartz 100 D

Messung der Röntgenstrahlung: Da ein Teil der von den Elektronen im elektrischen Feld aufgenommenen Energie in Form von Röntgenstrahlung freigesetzt wird, ist die ständige Messung und Überwachung insbesondere für den Personenschutz wichtig [RöV-91]. Die Messung der Dosisleistung erfolgte während des gesamten Versuchsbetriebes mit Hilfe eines Dosisleistungsmeßgerätes¹⁶. Zusätzlich wurde die personenspezifische Dosis des Versuchspersonals durch Stabdosimeter¹⁷ überwacht.

Zusätzlich bietet die Messung der Dosisleistung eine gute Überwachung bei der Konditionierung der Elektroden mit Wechselspannung. Erhöhte Elektronenemissionen sind nicht nur als Stromerhöhung erkennbar, sondern bewirken den direkten Anstieg der Dosisleistung der Röntgenstrahlung.

Videoüberwachung: Durch eine am Beobachtungsfenster des Versuchsgefäßes angebrachte Videokamera wurden Vorentladungs- und Durchschlagsvorgänge an den untersuchten Elektrodengeometrien beobachtet. Insbesondere durch die Aufzeichnung des Videosignals (26 Bilder pro Sekunde) konnten Hinweise auf den Ort und die Art des Durchschlags gewonnen werden. Die zeitliche Auflösung von ca. 38 ms war dabei ausreichend, um den Durchschlagsort grob zu lokalisieren.

3.3 Numerische Berechnungen

3.3.1 Finite-Elemente-Methode (FEM)

Bei der FE-Methode wird der Feldraum durch ein Netz aus Elementen mit Knotenpunkten diskretisiert. Die Randbedingungen der Elemente werden dabei durch die jeweiligen Nachbarelemente bestimmt, so daß die gesamte Lösung aus den einzelnen Lösungsansätzen (mit einer Ansatzfunktion geringer Ordnung) hervorgeht [Mül-95]. Feldberechnungen nach der FE-Methode wurden in diesem Projekt hauptsächlich zur Reduzierung von Entwicklungszeiten und -kosten eingesetzt. Durch die prä-experimentellen numerischen Berechnungen konnten wichtige Eigenschaften des späteren Hochspannungsverhaltens prognostiziert werden. Dabei waren besonders zwei Ergebnisparameter wichtig:

¹⁶Automess, Typ 6150 AD2

¹⁷FAG, FH 39 R 5

Die Maximalfeldstärke: Da die Feldstärke einen wesentlichen Einfluß auf die Elektronenemission (siehe Gleichung 1.2), und damit auf das Durchschlagsverhalten einer Elektrodengeometrie hat, waren die Höhe und der Ort der maximalen Feldstärke aussagekräftige Größen. Durch die Vergleichmäßigung der Feldstärkeverteilung konnte die Spannungsfestigkeit von einigen Elektrodengeometrien erhöht werden.

Die Kapazitätsberechnung: Durch die Berechnung der Kapazitäten konnte eine Aussage über die freien Potentiale von Mehrfachunterbrechungen getroffen werden. Die ermittelte Potentialverteilung ermöglichte eine zuverlässige Prognose der möglichen Verbesserungsfaktoren V_n (siehe Abschnitt 2.2).

Bild 3.8 zeigt die Feldverteilung einer Einfachunterbrechung (Elektrorendurchmesser 100 mm) mit einem Elektrodenabstand von 30 mm. Die Feldstärke ist normiert und bezieht sich auf die mit 1 angenommene Feldstärke im homogenen Feldbereich an der Symmetrieachse der Elektroden.

Da die Berechnungen eine von der angenommenen Spannung zwischen den Elektroden proportionale Feldstärke ergeben, können die Ergebnisse auf beliebige Homogenfeldstärken übertragen werden. Realistische Größen des homogenen Feldes liegen dabei im Bereich von ca. 200 kV/cm. Die Feldberechnung ergibt eine Maximalfeldstärke am Rand der Elektrode, die um den Faktor 1,20 gegenüber der Homogenfeldstärke erhöht ist.

In diesem Projekt wurde das Programmpaket ANSYS¹⁸ in der Version 5.0a und 5.2 verwendet. Die meisten Elektrodengeometrien konnten auf rotationssymmetrische Modelle zurückgeführt werden. Die Berechnung wird dadurch wesentlich vereinfacht, da die Anzahl der Elemente reduziert werden kann. Bei einigen Ausnahmen mußten „echte“ dreidimensionale Berechnungen durchgeführt werden. Dazu gehörten z.B. Feldberechnungen an Axialmagnetfeld-Kontakten.

3.3.2 Netzwerkanalyse

Mit Hilfe des Netzwerkanalyseprogrammes PSpice¹⁹ wurde der Einfluß von Vorentladungsströmen und parallelen Steuerelementen zu den Elektrodenstrecken auf den Spannungs- und Stromverlauf von Zweifachunterbrechungen simuliert. Durch den

¹⁸©Swanson Analysis Systems

¹⁹MicroSim Corporation, Version 6.0

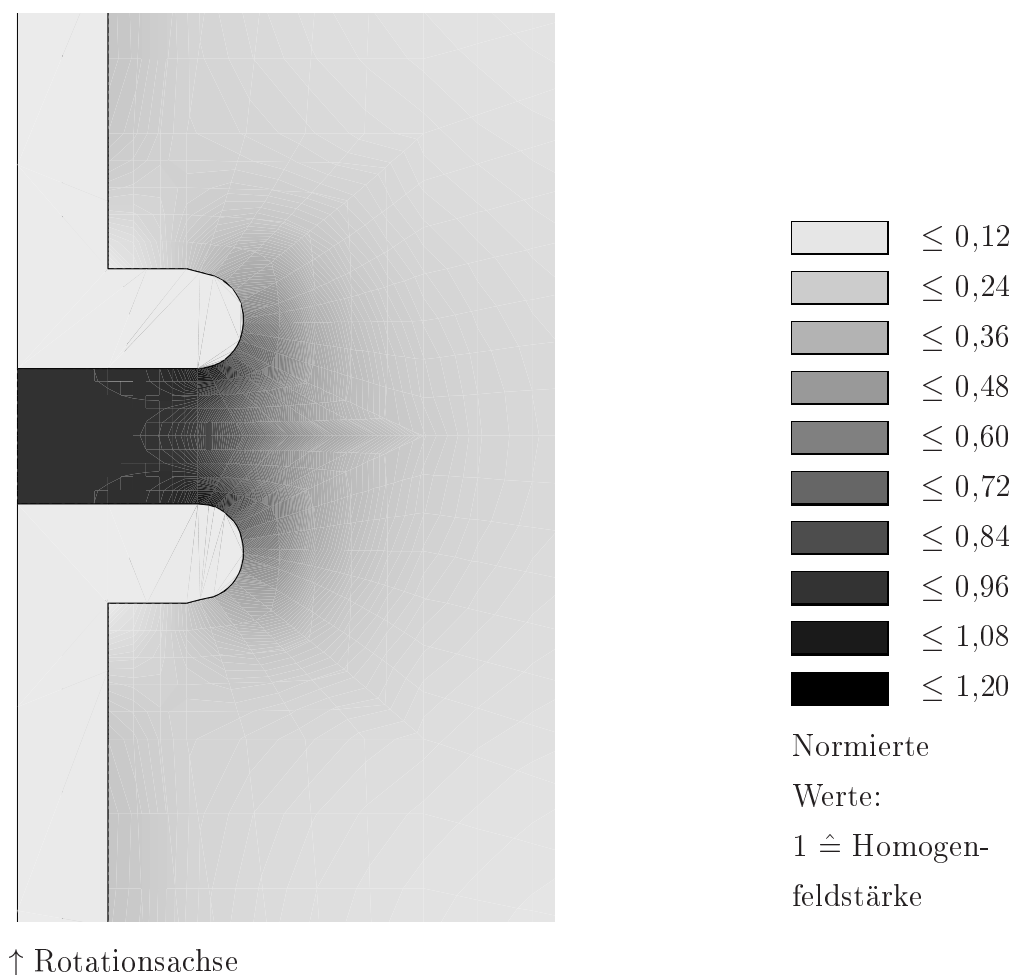


Bild 3.8: Rotationssymmetrische Feldberechnung einer Einfachunterbrechung, Elektrodendurchmesser 100 mm, Schlagweite 30 mm

Vergleich mit den gemessenen Spannungs- und Stromverläufen konnten Erkenntnisse über Um- und Entladungsvorgänge gewonnen werden.

Ausgehend von dem kapazitiven Ersatzschaltbild einer Zweifachunterbrechung nach Bild 3.6 wurde eine erweiterte Schaltung zur Simulation von Zweifachunterbrechungen entwickelt. Bild 3.9 zeigt dieses Ersatzschaltbild mit zusätzlichen Steuerkapazitäten $C_{T1,2}$ und Steuerwiderständen $R_{T1,2}$. Die Wirkung von Vorentladungen in den Eigenkapazitäten C_1 und C_2 kann durch die zeitlich ansteuerbaren Widerstände R_{V1} und R_{V2} simuliert werden.

Wichtige Parameter der Zweifachunterbrechung sind das Mittelelektrodenpotential u_m und der Strom i , der durch den Meßshunt R_m fließt. Bild 3.10 zeigt den Spannungs- und Stromverlauf einer gemessenen Vorentladung im Rücken der Stoßspannung bei ungefähr $33 \mu\text{s}$. Dieser Strom wurde bei einer Zweifachunterbrechung mit einer Schlagweite von $2 \times 5 \text{ mm}$ aufgezeichnet.

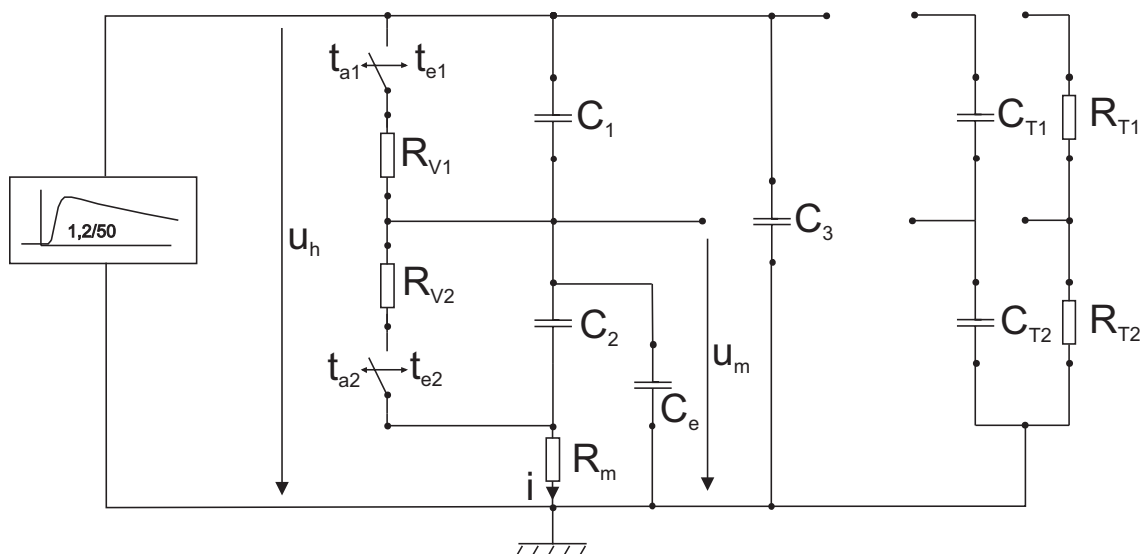


Bild 3.9: Ersatzschaltbild einer Zweifachunterbrechung zur Simulation von Vorentladungen

Der Strompeak zu Beginn der Blitzstoßspannung wird durch den Aufladungsvorgang der zunächst ladungsfreien Eigenkapazitäten hervorgerufen. Durch die induktivitätsbehafteten Zuleitungen kommt es zu einem Einschwingvorgang bei den transienten Spannungs- und Stromänderungen.

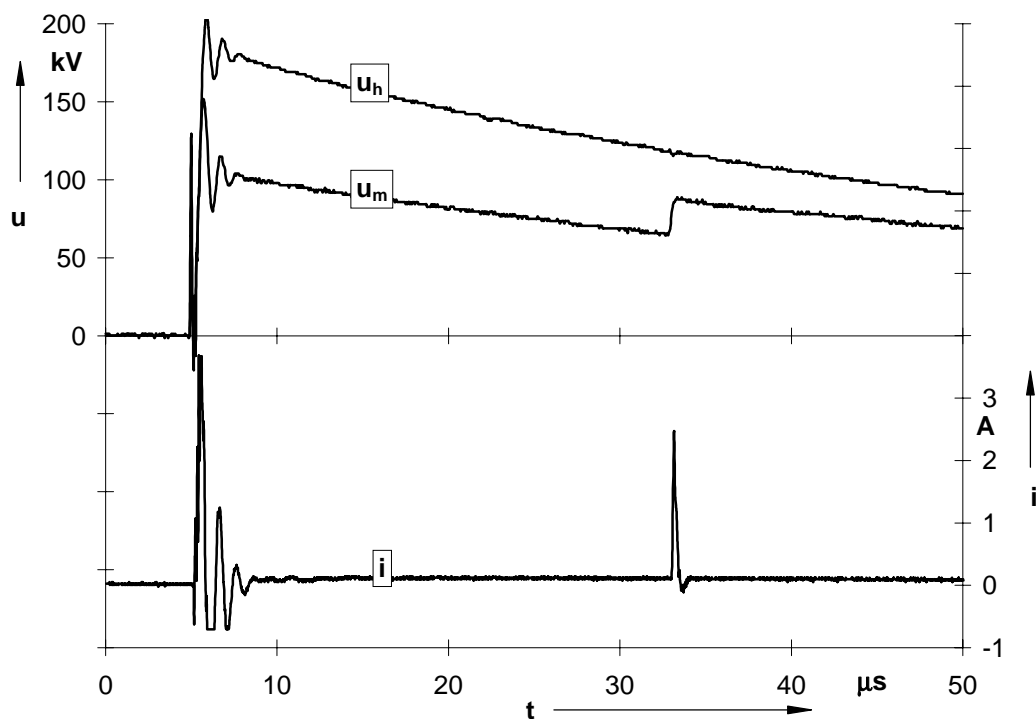


Bild 3.10: Gemessene Vorentladung in einer Zweifachunterbrechung

Die Simulation eines kurzen Vorentladungsstromes zeigt Bild 3.11. Es wurde eine Kapazitätsverteilung von $C_1 = C_2 = 6 \text{ pF}$ und $C_e = 1,6 \text{ pF}$ angenommen. Ohne externe Steuerungen ($C_{T1,2} = 0$ und $R_{T1,2} = \infty$) erreichte das Mittelpotential folglich einen Wert von $C_1/(C_1 + C_{2e}) = 44 \%$. Die Vorentladung wurde durch die Parallelschaltung des Widerstandes R_{V1} ($25\text{-k}\Omega$) zur oberen Teilstrecke in der Zeit $33 \mu\text{s} \leq t \leq 34 \mu\text{s}$ simuliert. Ein Vergleich der realen und simulierten Kennlinien zeigt eine gute Korrelation beider Verläufe.

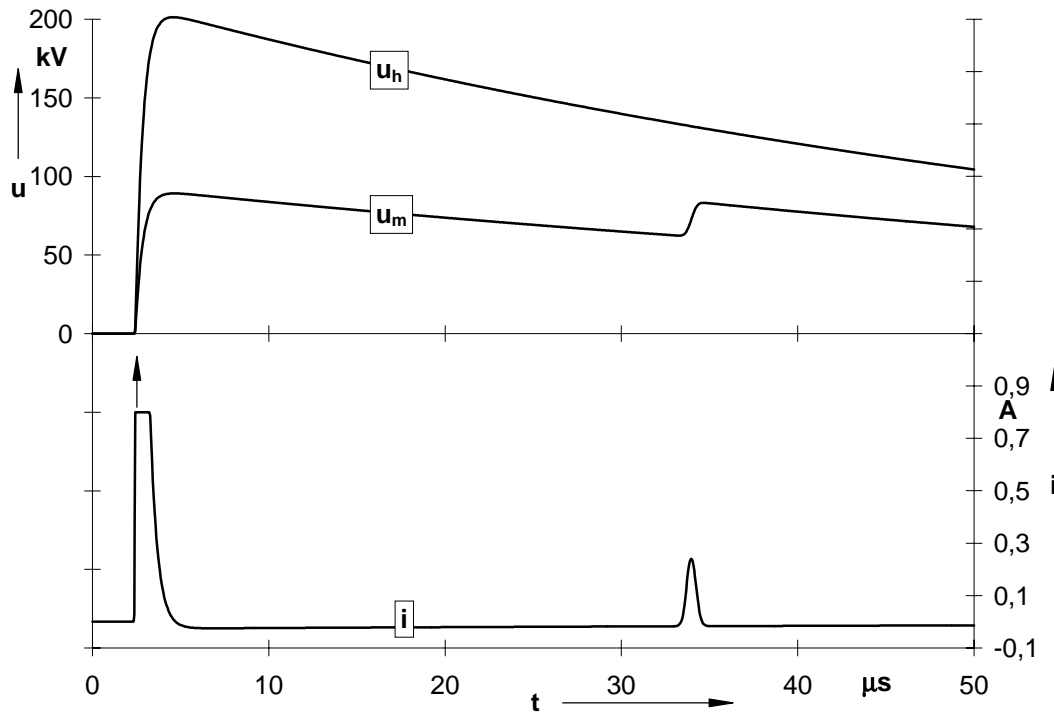


Bild 3.11: Simulation einer kurzen Vorentladung mit PSpice,

$$\begin{array}{llllll} R_{V1} = 25 \text{ k}\Omega & t_{e1} = 33 \mu\text{s} & t_{a1} = 34 \mu\text{s} & C_{T1} = 0 & R_{T1} = \infty \\ R_{V2} = \infty & t_{e2} = 0 & t_{a2} = 0 & C_{T2} = 0 & R_{T2} = \infty \end{array}$$

3.4 Testprozedur

Bedingt durch die zahlreichen Durchschlagsparameter im Vakuum sind konstante Versuchsbedingungen für eine hohe Reproduzierbarkeit der Meßwerte extrem wichtig. Wegen des aufwendigen Verfahrens konnte nur eine Messung pro Tag erfolgen. Um systematische und zufällige Fehler zu minimieren, wurde bei der Untersuchung einer weiterentwickelten mehrfachunterbrechenden Elektrodengeometrie immer eine Vergleichsmessung der entsprechenden Einfachunterbrechung durchgeführt. Der Versuchsablauf wird in den nachfolgenden Abschnitten beschrieben (vergl. [Kah-93]).

3.4.1 Mechanische und chemische Elektrodenbehandlung

Um Durchschlagsspuren vorangegangener Versuche zu eliminieren (siehe Photos von Elektroden nach einem Durchschlagsversuch, Bild 2.3 auf Seite 29), werden bei größeren Beschädigungen die Elektrodenoberflächen zunächst abgedreht. Anschließend erfolgt eine Politur mit Naßschleifpapier (Körnung 1000). Dadurch wird ein Mittenrauhwert von $R_a \approx 0,1 \mu m$ erreicht.

Nach der Entfernung grober Oberflächenpartikel mit Isopropanol werden die Elektroden in einem Säurebad elektrolytisch gegläntzt. Die Zusammensetzung des Säurebads ist in Tabelle 3.1 angegeben.

Tabelle 3.1: Zusammensetzung der Säure

Zusammensetzung	Chemische Formel	Anteil in Vol. %	Konzentration in %
Phosphorsäure	H_3PO_4	34	85
Schwefelsäure	H_2SO_4	11	95
Wasser	H_2O	55	100

Bei einer Säuretemperatur von $25^\circ C$ werden über eine Zeit von 6 Minuten die Elektroden mit dem Pluspol einer Konstantstromquelle (Stromdichte ca. 1 kA/m^2) verbunden. Hierdurch werden scharfkantige Mikrospitzen beseitigt und die Feldverstärkung geht zurück. Nach erneuter Reinigung mit Isopropanol werden die Elektroden umgehend und möglichst staubfrei in das Versuchsgefäß eingebaut.

3.4.2 Konditionieren der Elektrodenanordnung

Nach dem Evakuieren des Rezipienten auf einen Enddruck von ca. $8 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$ wird das Versuchsgefäß mit dem 50-Hz-Wechselspannungstransformator über einen $1\text{-M}\Omega$ -Vorwiderstand verbunden (siehe Bild 3.1). Es erfolgt eine Strom-Konditionierung, die durch die Verdampfung von Mikrospitzen und die Desorption von Gasen eine Erhöhung der elektrischen Festigkeit bewirkt [Lat-95][Ben-87]. Bild 3.12 zeigt den Oberflächenzustand einer Mikrospitze vor und nach einer Konditionierung.

Die Wechselspannung wird zu Beginn der Konditionierung kontinuierlich erhöht, bis Stromimpulse mit Impulsbreiten von circa einer Mikrosekunde und Amplituden von einigen Ampere auftreten. Die Dosisleistung der emittierten Röntgenstrahlung steigt hierbei impulsförmig an. Anschließend wird die Wechselspannung in 4-kV-Schritten

erhöht, bis die Schnellabschaltung des Transformators anspricht. Als Abschaltbedingung wurde ein maximaler Strom von 100 mA (im Hochspannungskreis) festgelegt. Transiente Überschreitungen dieses Wertes sind durch die induktiv gespeicherte Energie des Prüftransformators zu erklären, da die eigentliche Strommessung an der Primärseite erfolgt [Kah-93]. Nach der Konditionierung wurde umgehend die Spannungsfestigkeit der Elektrodenanordnung ermittelt.

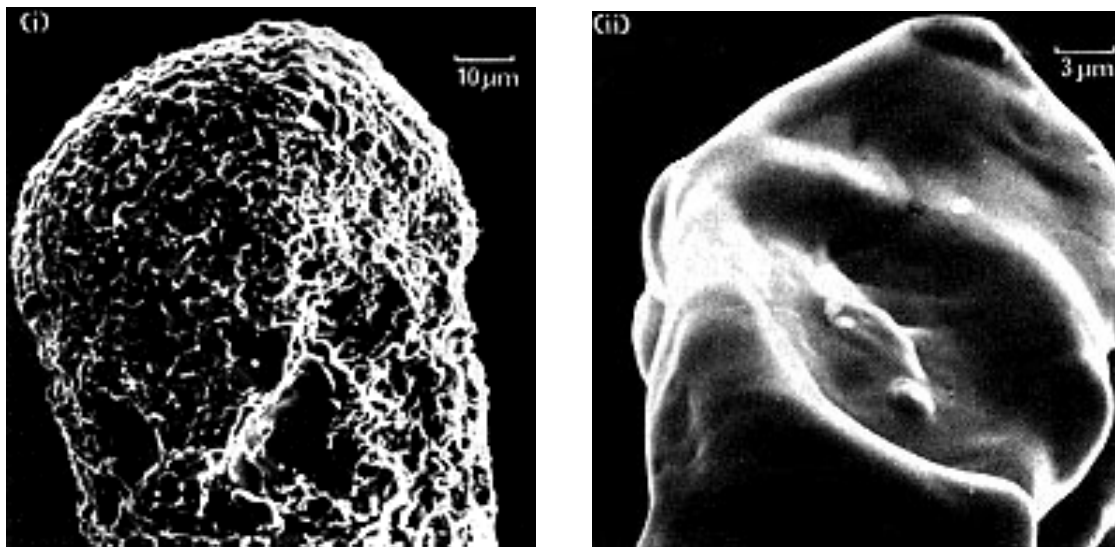


Bild 3.12: Oberfläche einer Mikrospitze vor und nach einer Konditionierung [Jüt-79]

3.4.3 Messung der Blitzstoßspannungsfestigkeit

Der Stoßspannungs-Generator nach Marx (siehe Abschnitt 3.1) erzeugt Blitzstoßspannungen der Form $1,2/50 \mu\text{s}$. In Anlehnung an die *Up- and Down-Methode* [Kin-95] wird die Amplitude der Blitzstoßspannung stufenweise gesteigert, wobei in jeder Spannungsstufe drei Impulse ohne Durchschlag gehalten werden müssen. Im Bereich der möglichen Durchschlagswerte erfolgt die Spannungssteigerung in kleinen Schritten von $\Delta U \leq 10 \text{ kV}$.

Nach dem ersten Durchschlag wird der Scheitelwert auf ca. 60 % der vorherigen Durchschlagsspannung reduziert. Dieser Prozeß wird solange wiederholt, bis die Amplitude der Durchschlagsspannung unterhalb des zuvor ermittelten Wertes liegt. Der Maximalwert wird als Durchschlagsspannung der Elektrodengeometrie festgehalten. Es zeigte sich, daß bei der überwiegenden Zahl der Versuche der erste Durchschlag mit dem Wert der maximal erreichbaren Spannung übereinstimmt.

3.4.4 Statistische Auswertung

Die zwei Bereiche der Durchschlagskennlinie im Vakuum (siehe Abschnitt 2.2.4) werden statistisch unterschiedlich behandelt. Bis zu einer Schlagweite von ca. 10 mm wird eine Kennlinie nach der statistischen Methode der linearen Korrelation ermittelt. Um den für Mehrfachunterbrechungen wichtigen Durchschlagsexponenten α zu ermitteln, wird für Schlagweiten oberhalb von 10 mm durch die einzelnen Durchschlagsspannungen ein Polynom gemäß $y \sim x^\alpha$ gelegt.

Der stochastische Zusammenhang zwischen zwei Größen X und Y wird durch den Korrelationskoeffizienten r beschrieben. Man berechnet r wie folgt [Sac-88]:

$$r = \frac{n \sum(xy) - \sum x \sum y}{\sqrt{[n \sum x^2 - (\sum x)^2] [n \sum y^2 - (\sum y)^2]}} \quad \text{mit} \quad -1 \leq r \leq 1 \quad (3.5)$$

Unter der Voraussetzung annähernd linearer Korrelation ist r ein Maß für die Stärke des Zusammenhangs zwischen den Größen X und Y . Ein $|r|$ nahe eins bedeutet einen sehr engen Zusammenhang, während $r = 0$ keinen Zusammenhang anzeigt.

Zur Bestimmung der Regressionsgeraden:

$$\hat{y} = a_{yx} + b_{yx}x \quad (3.6)$$

berechnet man:

$$a_{yx} = \frac{\sum y - b_{yx} \sum x}{n} \quad (3.7)$$

und

$$b_{yx} = \frac{n \sum xy - (\sum x)(\sum y)}{n \sum x^2 - (\sum x)^2} \quad (3.8)$$

Für eine Potenzregression, die den physikalischen Zusammenhang der Durchschlagskennlinie für größere Schlagweiten wiedergibt, mit:

$$U = k \cdot s^\alpha \quad \text{bzw.} \quad \hat{y} = a_{yx} \cdot x^{b_{yx}} \quad (3.9)$$

wird jedes Wertepaar auf eine lineare Regression zurückgeführt [Bro-85].

Mit:

$$\begin{aligned}\ln(\hat{y}) &= \ln(a_{yx} \cdot x^{b_{yx}}) \\ &= \ln a_{yx} + b_{yx} \ln x\end{aligned}$$

ergibt sich eine passende Umwandlung, mit der die angegebenen Regressionskurven errechnet wurden.

Der Technik sind gegenwärtig die Mittel gegeben, elektrische Ströme von unbegrenzter Stärke auf billige und bequeme Weise überall da zu erzeugen, wo Arbeitskraft disponibel ist.

Werner von Siemens

Kapitel 4

Experimente und Ergebnisse

4.1 Zweifachunterbrechungen

Durch nur ein freies Potential ist die Zweifachunterbrechung von den Mehrfachunterbrechungen zunächst am einfachsten zu realisieren und meßtechnisch zu erfassen. Ausgehend von einer Steigerung der Durchschlagspannung durch Mehrfachunterbrechungen gemäß Abschnitt 2.2 ist hierbei allerdings ein relativ geringer Verbesserungsfaktor (vergl. Tabelle 2.3) zu erwarten.



4.1.1 Messungen an Schaltröhren

Zur Überprüfung der theoretischen Erwartungen wurden zunächst Durchschlagsversuche an einer Reihenschaltung aus zwei kommerziellen Vakuum-Schaltröhren¹ durchgeführt.

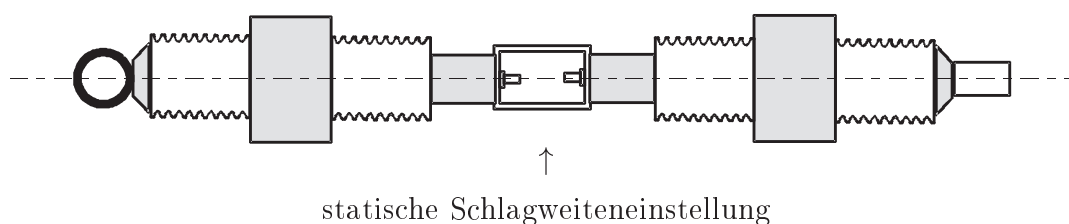


Bild 4.1: Reihenschaltung von zwei Vakuum-Schaltröhren

Die Schaltröhren haben jeweils eine Nennspannung von 36 kV bei einem Schalthub von 25 mm. Bild 4.1 zeigt die serielle Schaltung der Röhren. Eine einzelne Schaltröhre hat bei einer Potenzregression der Durchschlagspannung in dem untersuchten

¹Siemens, Typ VS 30029

Schlagweitenbereich (4 mm . . . 20 mm) einen Kennlinien-Exponenten $\alpha = 0,66$. Bild 4.2 zeigt die gemessenen Durchschlagsspannungen der Ein- und Zweifachunterbrechung im Vergleich. Da die Messung des Mittelpotentials einen Wert von ca. 50 % der Hochspannung ergab, ist für eine Zweifachunterbrechung gemäß Formel 2.6 ein Verbesserungsfaktor von 1,27 zu erwarten. Der in Abhängigkeit von der Schlagweite aufgetragene Verbesserungsfaktor V_2 erreicht allerdings erst bei Schlagweiten oberhalb von 18 mm Werte größer als 1,2. Dies liegt am Übergangsbereich vom linearen zum degressiven Teil der Durchschlagskennlinie.

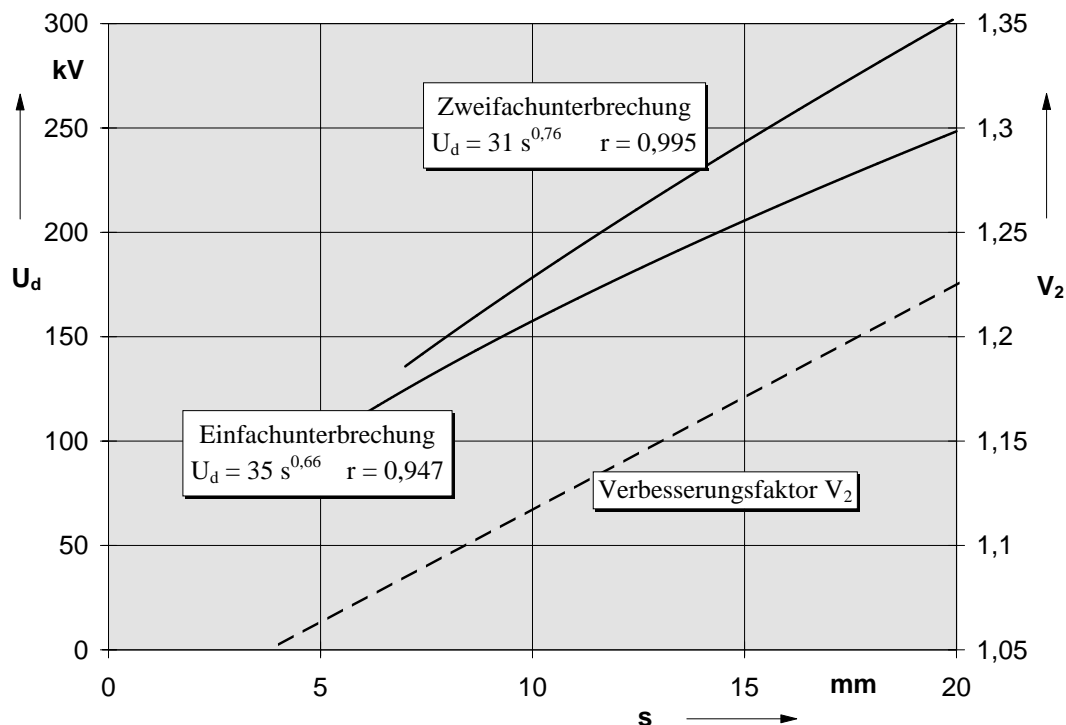


Bild 4.2: Spannungsfestigkeit von Vakuum-Schaltröhren

Eine lineare Regression bis zu einer Schlagweite von 8 mm ergibt mit einer sehr guten Korrelation von $r = 0,998$ einen linearen Zusammenhang von Durchschlagsspannung und Schlagweite mit $U_d = -12 + 22 \cdot s$ (bei potentieller Regression: $U_d = 15,9 \cdot s^{1,1}$ mit $r = 0,998$). Die statistische Berechnung der Kennlinie für Schlagweiten oberhalb von 10 mm ergibt hingegen eine degressive Kennlinie mit $U_d = 54,0 \cdot s^{0,47}$ und $r = 0,998$ (alle Angaben gemäß Gleichung 1.18: Durchschlagsspannung U_d in kV, Schlagweite s in mm). Eine Durchschlagsspannungserhöhung durch Mehrfachunterbrechungen ist im linearen Kennlinienbereich nicht möglich (siehe Abschnitt 2.2 auf Seite 33). Da der maximale Verbesserungsfaktor einer Zweifachunterbrechung bei der doppelten Schlagweite des linearen Bereiches erreicht wird, kann die Reihenschaltung erst bei Gesamtschlagweiten oberhalb von ca. 16 mm nennenswerte

Verbesserungen erzielen. Betrachtet man die Größenverhältnisse von zwei seriellen Schaltröhren, so ist der Spannungsgewinn mit ungefähr doppeltem Materialaufwand und Platzbedarf verbunden. Diese Lösung wird nur in Einzelfällen ökonomisch sein. Bei der Unterbringung von zwei oder mehr Unterbrechungen in einer gemeinsamen Vakuumumgebung könnten diese Nachteile eliminiert werden. Ob dabei die spannungserhöhende Wirkung von Mehrfachunterbrechungen erreicht wird, sollen die folgenden Untersuchungen zeigen.

4.1.2 Einflußfaktoren auf den Kennlinienverlauf von Einfachunterbrechungen

Schlagweite

Messungen an ungeschirmten Einfachunterbrechungen bestätigten den unterschiedlichen Verlauf der Durchschlagskennlinie bei verschiedenen Schlagweiten. Bild 4.3 zeigt die Spannungsfestigkeit von Einfachunterbrechungen bei einer Schlagweite von 3 mm ... 40 mm (Elektroden mit 75 mm Durchmesser gemäß Bild 3.3).

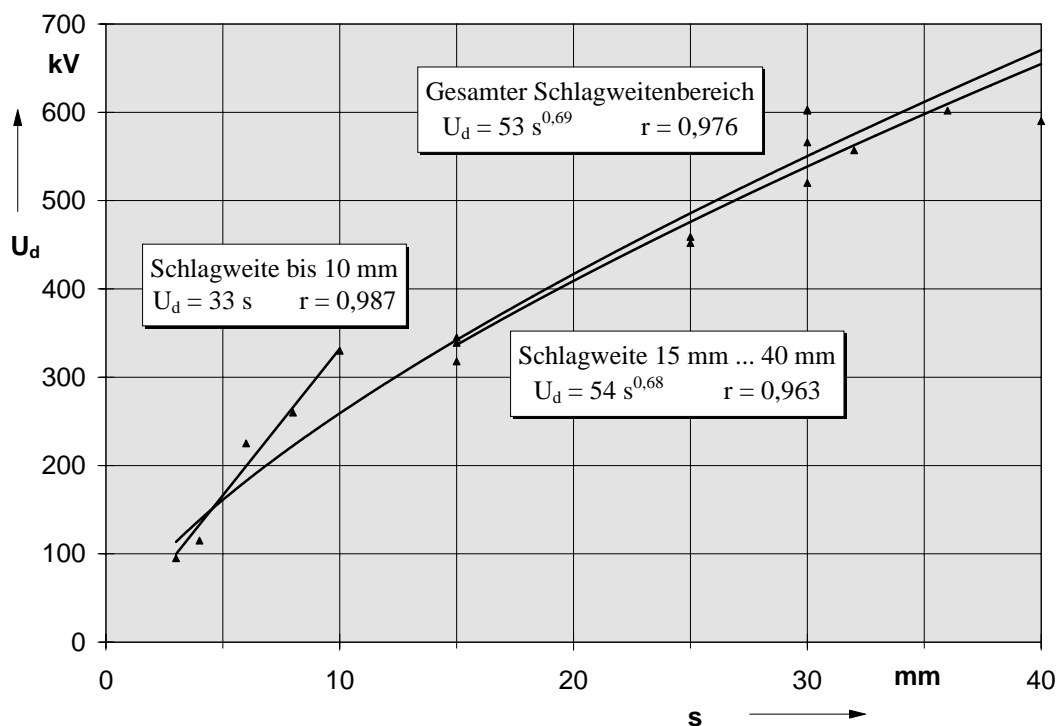


Bild 4.3: Durchschlagskennlinien von ungeschirmten Einfachunterbrechungen in unterschiedlichen Schlagweitenbereichen, Elektrodendurchmesser 75 mm

Während man bis zu einer Schlagweite von 10 mm mit guter Näherung (Korrelationskoeffizient $r = 0,987$) einen linearen Zusammenhang zwischen U_d und s annehmen kann, fällt der Kennlinien-Exponent α im größeren Schlagweitenbereich von 15 mm bis 40 mm auf einen Wert von 0,68. Die Verminderung von α mit steigender Schlagweite wurde in vielen Messungen bestätigt und wird durch den exponentiellen Anstieg der Elektronenemission bei hohen Feldstärken gemäß Gleichung 1.2 verursacht [Ben-87] [Kah-93] [Lat-95].

Elektroden

Um den Einfluß der Elektrodenform auf den Kennlinienverlauf zu untersuchen, wurden drei Elektroden gleichen Durchmessers (100 mm) mit unterschiedlicher Form und verschiedenem Material verglichen. Als Referenzelektrode diente eine Edelstahl-elektrode gemäß Bild 3.3.

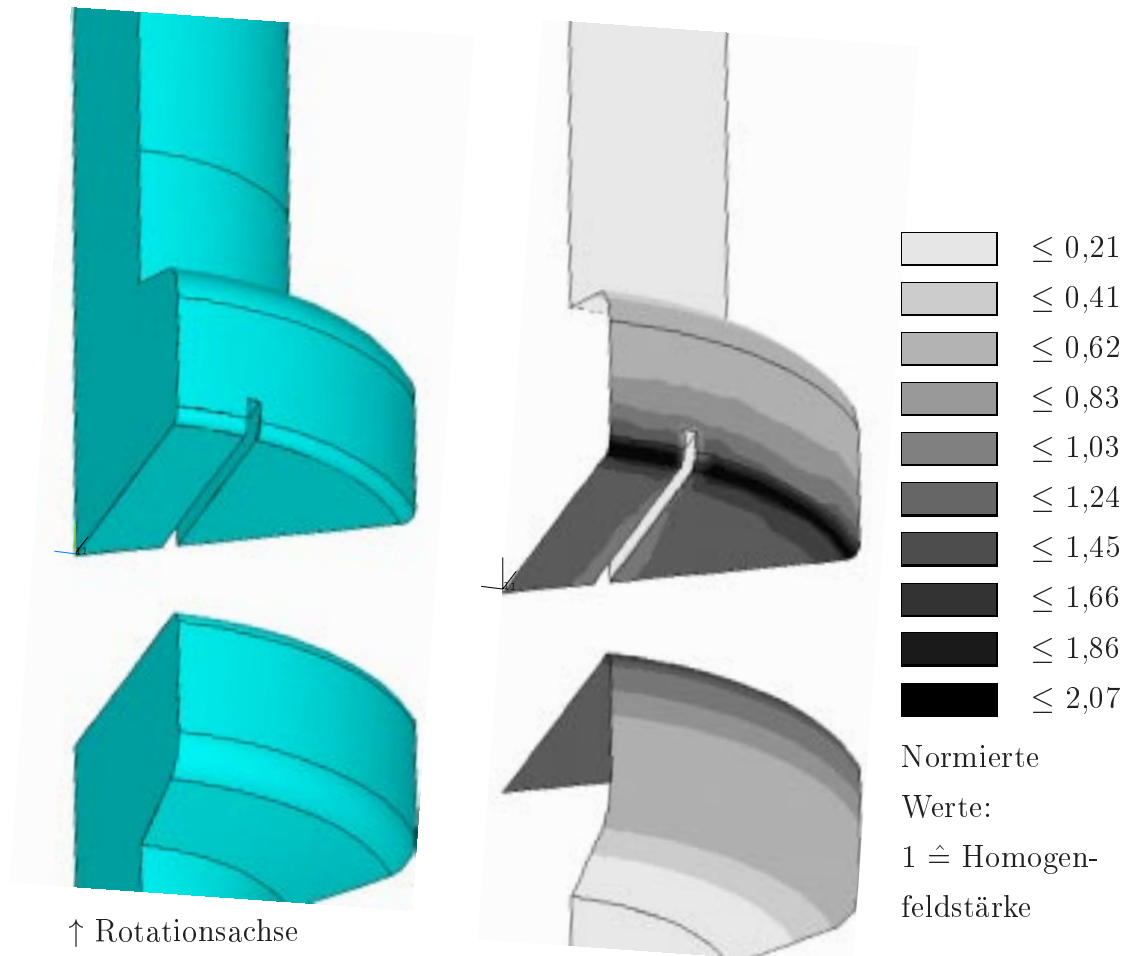


Bild 4.4: Feldberechnung eines geschlitzten AMF-Kontaktes, 60°-Ausschnitt, Durchmesser 100 mm, Kantenradius im Bereich der Maximalfeldstärke: 2 mm

Zum Vergleich wurden zwei Typen von Axialmagnetfeld-Kontakten mit einem Grundkörper aus Kupfer und Kontaktflächen aus Chrom-Kupfer getestet. Bild 4.4 zeigt einen 60°-Ausschnitt aus dem AMF-Kontakt mit einer geschlitzten Oberfläche zur Optimierung des axialen Magnetfeldes. Die berechnete Feldverteilung bei einer Schlagweite von 30 mm ergab maximale Feldüberhöhungen am äußeren Ende der Kontaktschlitze von mehr als der doppelten Homogenfeldstärke. Ein AMF-Kontakt ohne geschlitzte Oberfläche (sonst baugleich) zeigte einen geringeren Feldüberhöhungsfaktor von maximal 1,71 bezogen auf die Homogenfeldstärke. Vergleicht man die Feldberechnungen der AMF-Kontakte mit dem Ergebnis der Simulation der Radiuselektrode nach Bild 3.8 (siehe Seite 52), so zeigt die geringe Feldüberhöhung von 1,20 den Erfolg des optimierten Randprofils.

Die Messungen der Blitzstoßspannungsfestigkeiten bestätigen qualitativ die unterschiedlichen Feldstärkeüberhöhungen der Elektroden. Bild 4.5 zeigt die Durchschlagskennlinien der drei verschiedenen Elektrodentypen.

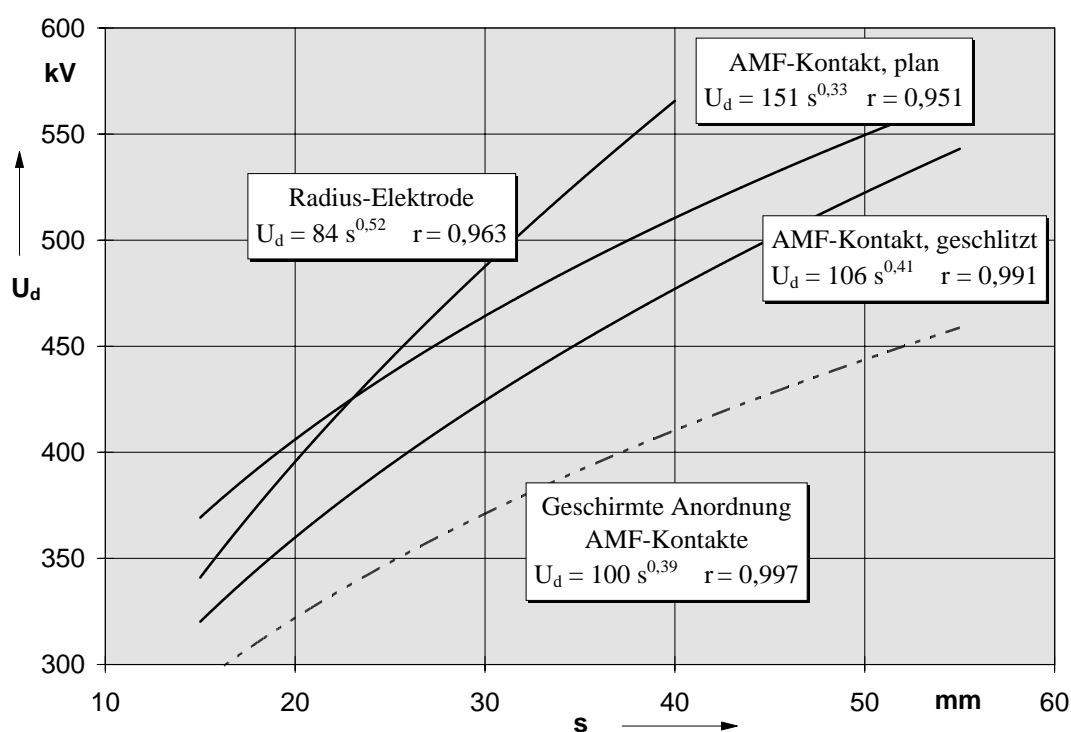


Bild 4.5: Spannungsfestigkeit von Einfachunterbrechungen,
Elektroden Durchmesser 100 mm

Die Spannungsfestigkeit des ungeschlitzten AMF-Kontaktes liegt im gesamten Schlagweitenbereich oberhalb der Kennlinie des geschlitzten Kontaktes. Mit zunehmender Schlagweite reduziert sich jedoch die Differenz der Durchschlagsspannungen.

Die Wirkung der lokalen Feldüberhöhungen an den Oberflächenschlitzen wird im inhomogeneren Fernfeld sekundär. Hier wirkt dann primär die Feldüberhöhung an den Kanten der Elektroden, die mit einem Radius von 2 mm bei beiden AMF-Kontakten gleich ist. Durch den größeren Randradius liegt die Spannungsfestigkeit der Radius-Elektrode bei Schlagweiten oberhalb von 25 mm deutlich über den AMF-Kontakten. Bedingt durch die relativ großen Schlagweiten ist der Kennlinien-Exponent für die drei Kontakttypen eher gering ($\alpha = 0,33 \dots 0,52$).

Schirmung

Da die metallische Schirmung einen erheblichen Einfluß auf das Durchschlags- und Löschverhalten im Vakuum hat [Kah-93] [Bie-93], ist dieser Einfluß auch für Mehrfachunterbrechungen wichtig. Tabelle 4.1 zeigt die Wirkung des Schirmdurchmessers auf die Durchschlagskennlinie bei einer Edelstahlelektrode (Durchmesser 75 mm), die der Form eines Radialmagnetfeld-Kontaktes nachgebildet war. Deutlich kann eine Verkleinerung des Kennlinien-Exponenten α mit sinkendem Schirmdurchmesser festgestellt werden. Dieser Effekt ist auf den Übergang von Wechselwirkungsprozessen zwischen den Elektroden (Schlagweite 10 mm ... 50 mm) zu Elektrode-Schirm-Effekten zurückzuführen. So beträgt bei einem Schirmdurchmesser von 90 mm die Schlagweite zwischen Elektrodenrand und Schirm nur 7,5 mm. Eine Vergrößerung der Schlagweite zwischen den Elektroden oberhalb von 20 mm verbessert daher die Spannungsfestigkeit der Anordnung nur unwesentlich. Die starke Beeinflussung des Durchschlagsexponenten in den Kennlinien von [Kah-93] zeigt, daß die Wirkung des Schirmes in die Konstruktion von Mehrfachunterbrechungen einbezogen werden muß.

Tabelle 4.1: Einfluß des Schirmdurchmessers auf die Durchschlagskennlinie von Einfachunterbrechungen [Kah-93]

Schirmdurchmesser	Potenzregression der Durchschlagskennlinie $U_d = f \cdot s^\alpha$ mit U_d in kV und s in mm		
	f	α	Korrelationskoeffizient r
90 mm	182	0,12	0,923
100 mm	121	0,28	0,969
120 mm	110	0,35	0,989
ohne Schirm	60	0,58	0,998

Eine Vergleichsmessung von Durchschlagsfestigkeiten der AMF-Kontakte mit einem metallischen Schirm (Durchmesser 160 mm) bestätigen diesen Effekt. Die Festigkeit

liegt deutlich unterhalb der ungeschirmten Kennlinie (siehe Bild 4.5). Beide AMF-Kontakte (plan und geschlitzt) haben eine nahezu identische Kennlinie. Der Einfluß der Schirmung ist dominant; die Feldüberhöhung an den Schlitzen ist vernachlässigbar.

4.1.3 Realisierung von Zweifachunterbrechungen

Theorie

Nach Abschnitt 2.2 erzielt eine Mehrfachunterbrechung eine größere Verbesserung mit abnehmenden Exponenten α . Für hohe Durchschlagsfestigkeiten, besonders im Vergleich zu anderen Löschmedien, sind hingegen hohe α -Werte anzustreben (vergl. Bild 2.6 auf Seite 32). Um maximale Durchschlagsspannungen zu erreichen, sollte eine Zweifachunterbrechung folgende Kriterien erfüllen:

- Der Durchschlagsexponent α muß bei großen Schlagweiten maximal sein. Reale Werte werden hierbei im Bereich $0,5 \dots 0,7$ liegen (vergl. Abschnitt 1.6). Dies kann durch eine optimierte Elektroden- und Schirmform unterstützt werden.
- Die Einzelschlagweite sollte nicht kleiner als ca. 5 mm ... 10 mm sein, da der lineare Bereich der Vakuum-Durchschlagskennlinie hier endet und der Verbesserungsfaktor noch nicht seinen Endwert erreicht hat (siehe Abschnitt 2.2.4). Durch den erhöhten mechanischen Aufwand von Mehrfachunterbrechungen wird eine Teilschlagweite von weniger als 10 mm auch keine ökonomischen Vorteile erzielen.

Modell

Bild 4.6 zeigt den grundsätzlichen Aufbau einer Zweifachunterbrechung (angedeutetes Versuchsgefäß, vergl. Bild 3.2). Damit eindeutige und reproduzierbare Durchschlagsspannungen der Ein- und Zweifachunterbrechungen gemessen werden konnten, wurden folgende Forderungen berücksichtigt:

Mechanische Fixierung des Mittelelektrodenblocks: Um Feldverzerrungen und ungleiche Einzelschlagweiten zu vermeiden, mußte der Mittelelektrodenblock mechanisch auf eine exakte Höhe, in Flucht mit der Hochspannungs- und Erdelektrode sowie auf parallele Elektrodenoberflächen justiert werden.

Dabei war eine Absenkung bzw. Anhebung der Hochspannungs- und Erdelektrode zu berücksichtigen. Durch Meßscheiben konnte die Schlagweite mit einem Fehler von ca. $\pm 0,1$ mm eingestellt werden. Bei einer Einfachunterbrechung mit 20 mm Schlagweite ($\alpha = 0,7$) bewirkt eine Verminderung der Schlagweite um 1 mm eine Reduzierung der Spannungsfestigkeit um 3,5 %. Bei einer spannungssymmetrischen Zweifachunterbrechung gemäß Abschnitt 2.2.1 ergibt eine Dejustierung des Mittelelektrodenblocks um den gleichen Betrag eine Spannungsreduzierung um mehr als 7 %.

Elektrische Eigenschaften des Mittelelektrodenblocks: Unter idealen Voraussetzungen nimmt der Mittelelektrodenblock die Hälfte des Hochspannungspotentials an. Bedingt durch die vakuumspezifischen Vorentladungsströme (siehe Abschnitt 4.2) kann es zu einer erhöhten Spannungsbelastung kommen. Daher wurde eine elektrische Festigkeit der Stützer von ca. 75 % des Hochspannungspotentials u_h realisiert. Diese Spannung muß einerseits sicher von der Stützerkonstruktion gehalten werden können, andererseits sollte die Feldverzerrung zwischen den Elektroden minimal sein.

Anzahl und Form der Elektroden: Im Hinblick auf ein vergleichbares Feld und praxisnahe Kontaktparameter besteht die Zweifachunterbrechung aus jeweils den gleichen Elektrodenpaaren wie die entsprechende Einfachunterbrechung.

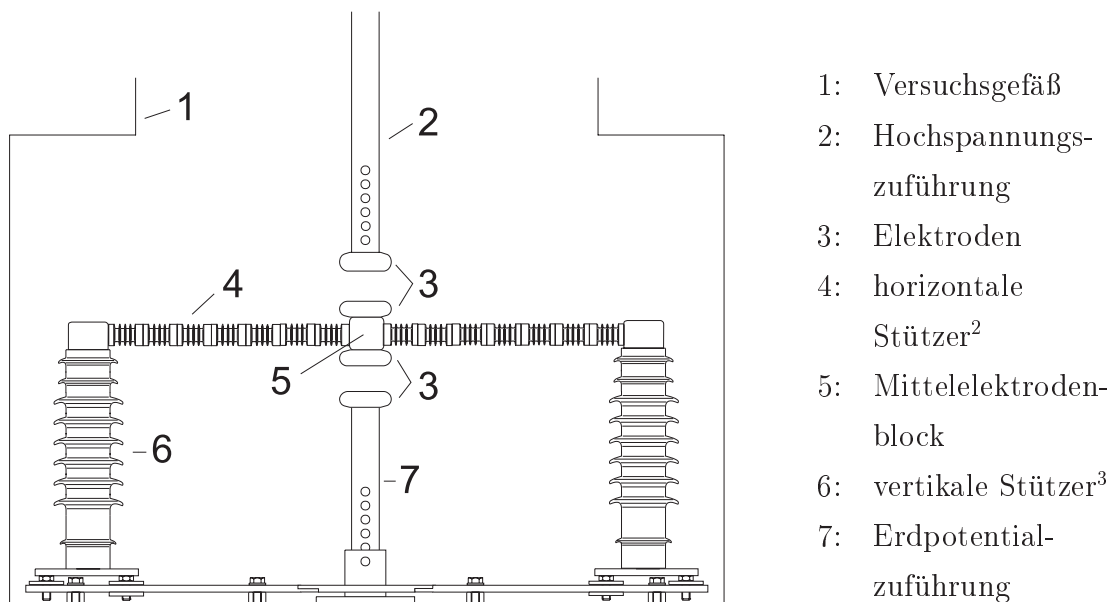


Bild 4.6: Prinzipieller Aufbau einer Zweifachunterbrechung

²Siemens, Typ 3FA1 030-1

³Driescher, Typ PSA 30

Die Messung und Simulation des Mittelelektrodenpotentials am Elektrodenaufbau nach Bild 4.6 zeigt, daß die Voraussetzung einer gleichmäßigen Spannungsaufteilung auf beide Schlagweiten durch das geerdete Versuchsgefäß verhindert wird. In Bild 4.7 ist die unsymmetrische Feldverteilung des ungesteuerten Elektrodenaufbaus dargestellt.

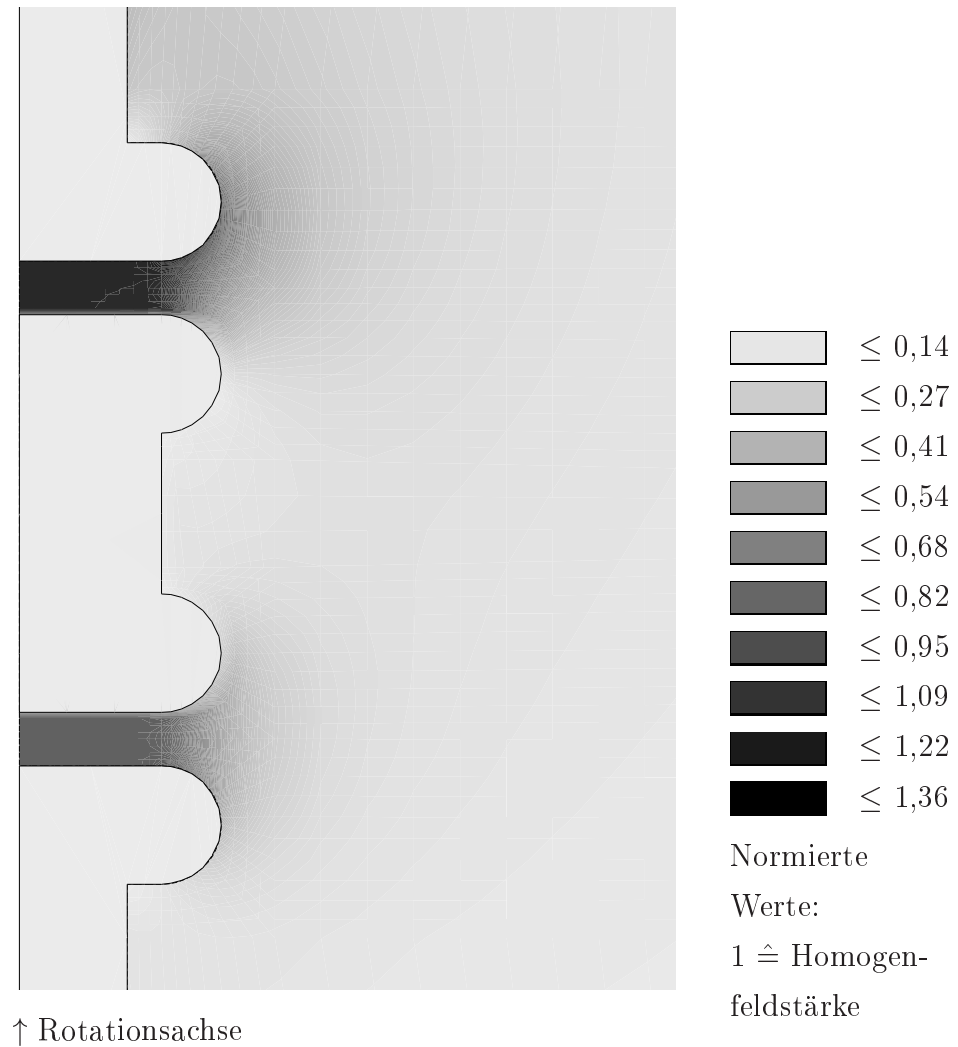


Bild 4.7: Feldberechnung der ungesteuerten Zweifachunterbrechung

Die kapazitive Aufteilung mit $C_1 = 5,0$ pF und $C_{2e} = 7,0$ pF (Schlagweite 2×10 mm, Elektrodendurchmesser 75 mm) ergibt eine unterschiedliche Feldstärke in der oberen und unteren Teilstrecke. Ein relatives Mittelpotential $U_m/U_h = C_1/(C_1 + C_{2e})$ von 41,7 % ist die Folge. Bei einem Exponenten $\alpha = 0,69$ (Kennlinie aus Bild 4.3) und Gleichung 2.7 errechnet sich hieraus ein vernachlässigbarer Verbesserungsfaktor von $V_2 \leq 1,06$. Um optimale Verbesserungen zu erzielen ($V_{2,max} = 1,22$) ist eine Steuerung des Mittelelektrodenpotentials daher unumgänglich.

4.1.4 Einflußparameter auf das Mittelelektrodenpotential

Das Mittelpotential einer Zweifachunterbrechung ist von mehreren Parametern abhängig. Durch Steuerelektroden und -schirme kann das freie Potential beeinflusst werden. Eine einfache Möglichkeit ist hierbei der Einsatz einer auf Hochspannungspotential befindlichen konzentrischen Steuerelektrode S , wie in Bild 4.8 gezeigt.

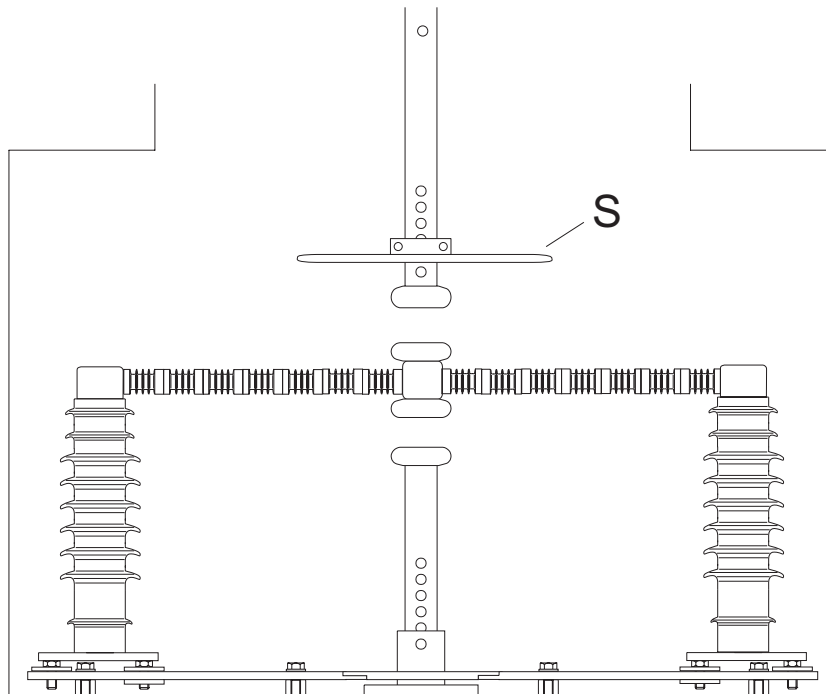


Bild 4.8: Zweifachunterbrechung mit Steuerelektrode S

Am Beispiel dieser Anordnung soll der Einfluß unterschiedlicher Parameter auf das Mittelelektrodenpotential quantifiziert werden. Die angegebenen Ergebnisse wurden durch FEM-Simulationen ermittelt. In zahlreichen Experimenten konnten die Rechenergebnisse bestätigt werden.

Durch eine Vergrößerung des Elektrodendurchmessers wird die Kapazität zwischen den Elektroden erhöht. Der Einfluß der Erdkapazitäten wird dadurch verringert und das Mittelelektrodenpotential steigt. Bild 4.9 zeigt die Ergebnisse der Simulation. Das Mittelelektrodenpotential konvergiert erst für sehr große Elektroden gegen den 50-%-Wert. Realistische Verbesserungen sind hiermit nicht möglich, insbesondere weil durch die vergrößerte Elektrodenfläche die Festigkeit abnimmt (siehe Abschnitt 4.1.8).

Weiterhin hat die Stärke von Elektroden mit Radiusprofil einen Einfluß auf die Kapazität und damit auch auf das Mittelpotential. Der Vergleich von 60-mm-Elektroden mit einer Dicke von 10 mm (siehe technische Zeichnung in Bild 3.3) und Elektroden

gleichen Außendurchmessers, aber einer Dicke von 22 mm (Außenradius 11 mm), ergab ein um ca. 2,5 % vermindertes Mittelpotential von weniger als 42 %. Eine Steuerung des freien Potentials ist folglich unumgänglich.

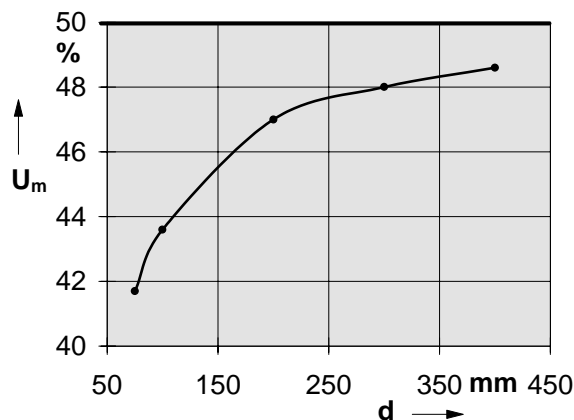
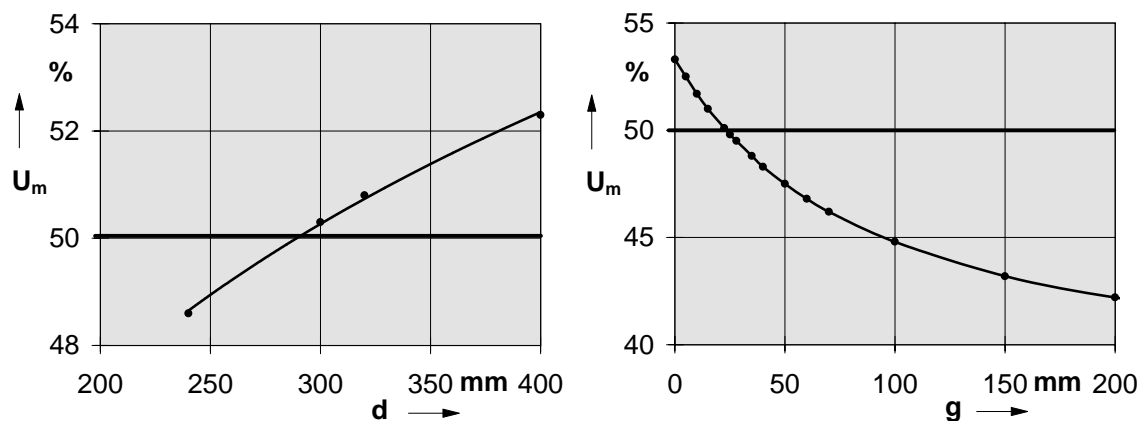


Bild 4.9: Mittelelektrodenpotential in Abhängigkeit vom Elektroden Durchmesser d

Ausgehend von der Anordnung mit Steuerschirm (siehe Bild 4.8) kann das freie Potential sowohl über den Abstand der Steuerelektrode, als auch durch den Steuerelektroden Durchmesser beeinflusst werden. Bild 4.10 zeigt das freie Potential in Abhängigkeit von diesen Parametern. Bei einem konstanten Abstand der Steuerelektrode zur Oberkante der oberen Schaltelektrode von 20 mm steigt das Mittelelektrodenpotential in diesem Bereich nahezu proportional zum Durchmesser. Im Hinblick auf möglichst kleine Abmessungen und eine „Reserve“ für unterschiedliche Elektrodengeometrien wurde ein Steuerelektroden Durchmesser von 300 mm festgelegt. Durch die Variation des Abstandes kann damit das Mittelelektrodenpotential in einem weiten Bereich bis auf einen Maximalwert von ca. 53 % eingestellt werden.



$$U_m = f(\text{Steuerelektroden Durchmesser})$$

$$U_m = f(\text{Steuerelektroden Abstand})$$

Bild 4.10: Mittelelektrodenpotential in Abhängigkeit vom Durchmesser und Abstand der Steuerelektrode

Neben den für einen Elektrodenaufbau konstanten geometrischen Parametern hat auch die Schlagweite einen Einfluß auf das Mittelelektrodenpotential. Der Elektrodenabstand verändert nicht nur die Eigenkapazität in den einzelnen Strecken, sondern verschiebt die kapazitiven Kopplungen der Elektroden untereinander. So wird z.B. die Erdkapazität C_e (siehe Ersatzschaltbild 3.6) zwischen dem Mittelelektrodenblock und dem Erdpotential beeinflusst.

Bild 4.11 zeigt die Abhängigkeit des Mittelelektrodenpotentials der optimierten Anordnung (75-mm-Elektroden, 300-mm-Steuerplatte, Abstand 22,5 mm) bei der Variation der Schlagweite. Die Änderungen liegen hier in einem Bereich von weniger als $\pm 1\%$ um den 50-%-Wert. Dennoch sollte bei der Konstruktion einer Mehrfachunterbrechung darauf geachtet werden, daß bei der Maximalschlagweite das freie Potential optimiert ist.

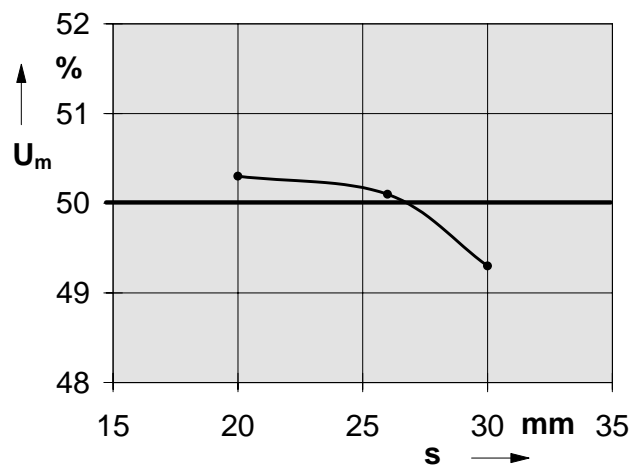


Bild 4.11: Abhängigkeit des Mittelelektrodenpotentials von der Schlagweite s

Im Gegensatz zu den hier dargestellten monoton steigenden oder monoton fallenden Funktionen kann es bei geschirmten Anordnungen zu lokalen Extremwerten des Mittelelektrodenpotentials kommen. Dies ist die Folge der unterschiedlichen Überlagerung der Kapazitäten zwischen dem Steuerschirm, dem Dampfschirm, den Elektroden und dem Erdpotential.

4.1.5 Feldgesteuerte Zweifachunterbrechungen ohne Schirmung

Durch eine an der Hochspannungszuführung befestigte Steuerscheibe (Durchmesser 300 mm) oberhalb der Schaltelektroden kann das Potential des Mittelelektrodenblocks auf 50 % der angelegten Gesamtspannung eingestellt werden. Bild 4.12 zeigt die Feldberechnung dieser Anordnung bei einer Schlagweite von $s = 2 \times 15$ mm.

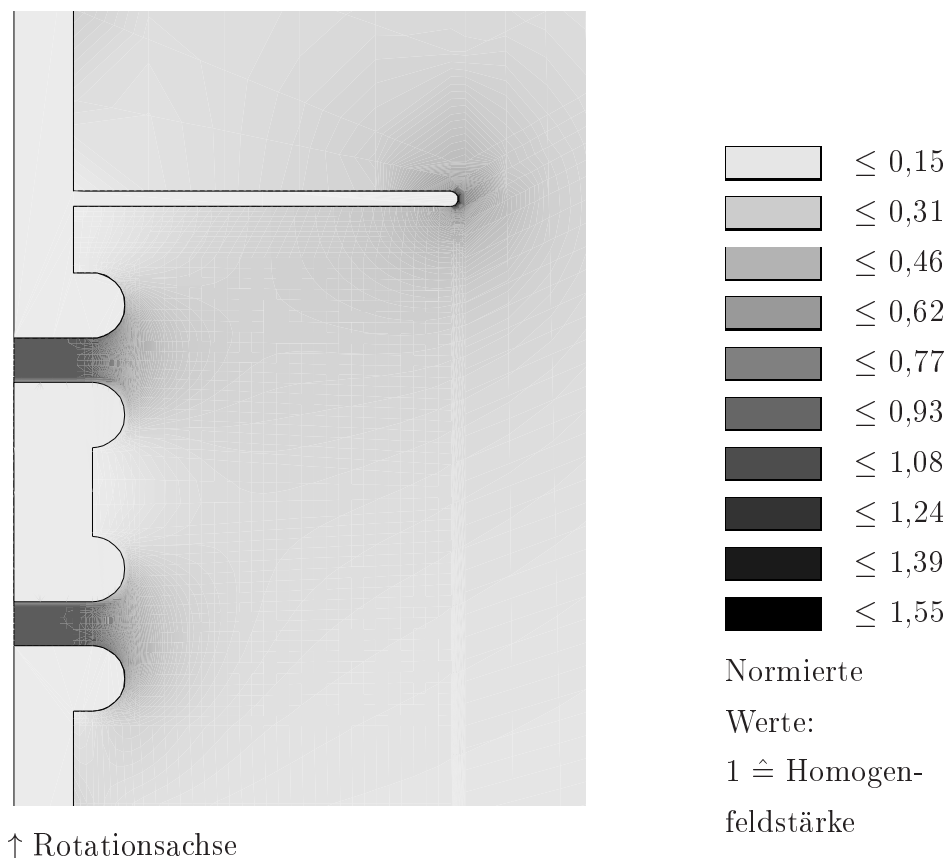


Bild 4.12: Feldberechnung einer Zweifachunterbrechung mit Steuerelektrode

Die resultierenden Feldstärken zwischen den Elektroden sind nahezu gleich. Die maximale Feldüberhöhung am Elektrodenrand von 1,20 (berechneter Wert) ist in beiden Schlagweiten identisch und mit der Feldüberhöhung der Einfachunterbrechung nach Bild 3.8 übereinstimmend. Der Punkt mit maximaler Feldstärke ist am Rand der Steuerelektrode zu finden. Trotz eines Feldüberhöhungsfaktors von 1,55 konnte kein Durchschlag an dieser Stelle beobachtet werden.

Zum Vergleich der Festigkeiten wurden Schlagweiten von 20 mm (bzw. 2×10 mm) und 30 mm (bzw. 2×15 mm) gewählt. Damit war gewährleistet, daß die Einzelschlagweiten außerhalb des linearen Bereiches der Durchschlagskennlinie liegen und rea-

listische Kontakthübe simuliert wurden. Die Ergebnisse der Durchschlagsversuche werden in Bild 4.13 gezeigt. Die Festigkeit der Zweifachunterbrechung liegt in allen Fällen deutlich oberhalb der Einfachunterbrechung. Vergleicht man die Medianwerte der Durchschlagsspannungen bei 20 mm und 30 mm, so ergeben sich Verbesserungsfaktoren von $V_2(20\text{ mm}) = 1,26$ bzw. $V_2(30\text{ mm}) = 1,29$. Die Potenzregression der Einfachunterbrechung ergibt einen Kennlinien-Exponenten $\alpha = 0,60$. Der damit erwartete Verbesserungsfaktor nach Gleichung 2.6 von $V_2 = 1,32$ wird nahezu erreicht.

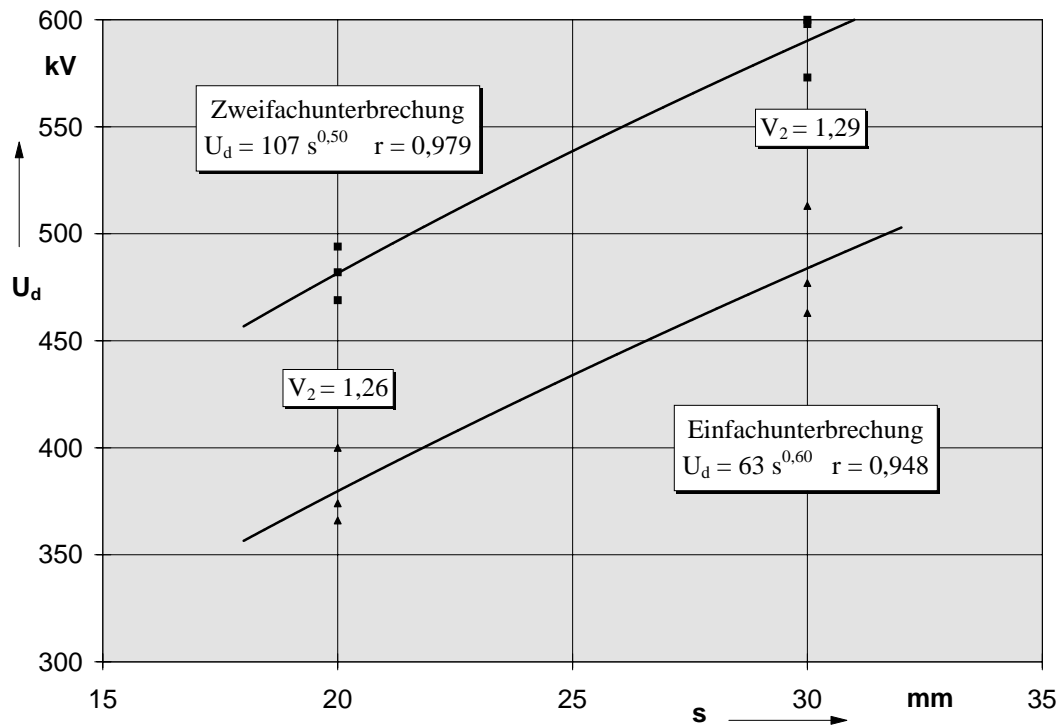


Bild 4.13: Durchschlagskennlinien von Zwei- und Einfachunterbrechungen, Elektrodendurchmesser 75 mm, Mittelpotentialsteuerung mittels Steuerscheibe

4.1.6 Feldgesteuerte Zweifachunterbrechungen mit Schirmung

Geschirmte Elektrodenanordnungen sind an reale Vakuum-Schaltröhren (siehe Aufbau einer Schaltröhre in Bild 2.1) angepasste Modelle, wobei der Schirm auf dem Mittelelektrodenpotential liegt. Durch die vergrößerte Fläche gegenüber dem Versuchsgefäß kommt es zu einer hohen kapazitiven Kopplung des Schirmes gegen das Erdpotential. Ein Schirmpotential von weniger als 40 % ist die Folge.



Nach [Kah-93] ist die Festigkeit einer geschirmten Einfachunterbrechung für Schirm-

potentiale im Bereich von 50 % maximal. Ähnlich der ungeschirmten Anordnung kann durch eine geeignete Form des Schirmes und durch den Einsatz eines Steuerschirmes das Schirmpotential auf die Hälfte der anliegenden Gesamtspannung gesteuert werden. Um den Einfluß einer Schirmung auf die Spannungsfestigkeit zu untersuchen, wurde zunächst eine Zweifachunterbrechung gemäß Bild 4.14 konstruiert.

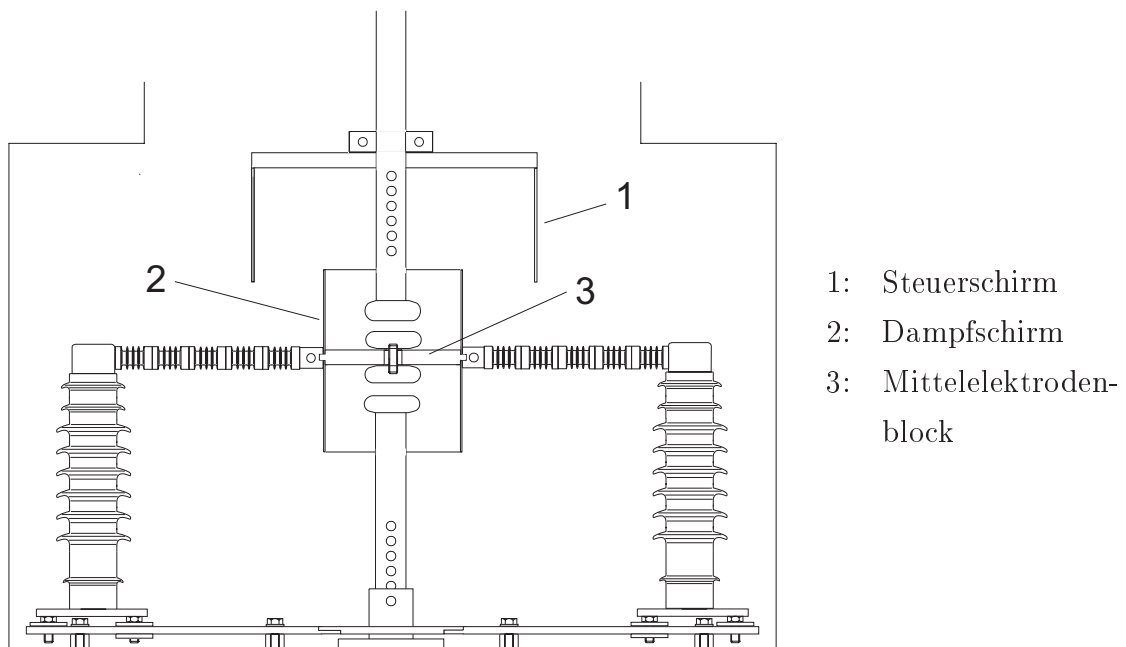


Bild 4.14: Aufbau einer Zweifachunterbrechung mit Steuerschirm und 75-mm-Elektroden

Zur mechanischen und elektrischen Fixierung des Mittelelektrodenblocks wurde eine Mittelelektrodenhalterung in den Schirm integriert, die gleichzeitig für eine räumliche Trennung der Einzelschlagweiten sorgt. Dadurch befinden sich der Schirm und die mittleren Elektroden auf gleichem Potential. Der metallische Dampfschirm (Edelstahl) hat einen Durchmesser von 150 mm. Entsprechend vergrößert wurde ein auf Hochspannungspotential liegender Steuerschirm verwendet (Edelstahl, Zylinderform, Durchmesser 300 mm).

Die Ergebnisse der Durchschlagsversuche sind in Bild 4.15 dargestellt. Für die Einfachunterbrechung ergibt sich eine Durchschlagskennlinie mit $\alpha = 0,42$. Durch die geometrischen Gegebenheiten stellte sich ein Mittelpotential von 57 % ein. Die maximale Übersteuerung konnte nicht durch eine Vergrößerung des Abstandes zwischen Steuer- und Dampfschirm vermindert werden, da die Feldüberhöhung an

den Schirmkanten hierbei einen vorzeitigen Durchschlag der Anordnung verursachte. Bei der dargestellten Anordnung tritt an der äußeren Schirmkante bereits eine Feldstärkeüberhöhung von 1,84 bezogen auf die Homogenfeldstärke auf.

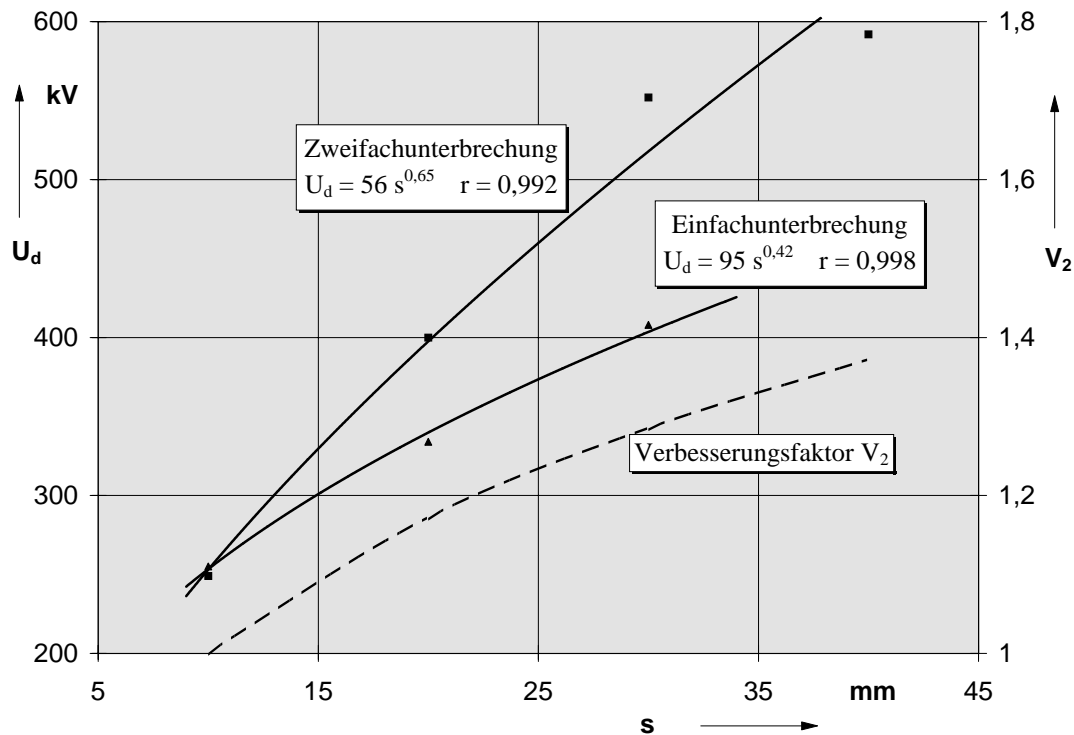


Bild 4.15: Durchschlagskennlinien geschirmter Zwei- und Einfachunterbrechungen, Dampfschirmdurchmesser 150 mm, Elektrodendurchmesser 75 mm

Die Durchschlagskennlinie der Zweifachunterbrechung zeigt, daß der Verbesserungsfaktor bei Schlagweiten oberhalb von 27 mm auf über 1,25 steigt. Nach Gleichung 2.7 ergibt sich ein konstanter Verbesserungsfaktor von $V_2 = 1,36$. Dieser Wert wird erst bei Schlagweiten von ca. 40 mm erreicht. Durchschlagsspannungen im Bereich von 600 kV zeigen den Erfolg der Zweifachunterbrechung. Als problematisch stellten sich jedoch vorzeitige Durchschläge der Zweifachunterbrechung bei Schlagweiten oberhalb von 40 mm aufgrund der Feldüberhöhungen an den Schirmkanten heraus.

Als Konsequenz wurde eine weitere geschirmte Anordnung entwickelt. Hierbei sollten vorrangig zwei Dinge untersucht werden:

1. Die Wirkung der Zweifachunterbrechung bei kleinen Schirmdurchmessern und geringeren Schlagweiten.
2. Auswirkungen einer feldmäßig optimierten Elektrodengeometrie mit geringeren Feldstärkeüberhöhungen.

Bild 4.16 zeigt eine Anordnung mit einem metallischen Dampfschirm (Edelstahl, Durchmesser 90 mm) und einem Steuerschirm auf Hochspannungspotential (Edelstahl, Radiusprofil, maximaler Durchmesser 200 mm). Im Hinblick auf den Abstand zwischen Elektrodenrand und Schirm wurden Elektroden mit einem Durchmesser von 60 mm gewählt (siehe Bild 3.3).

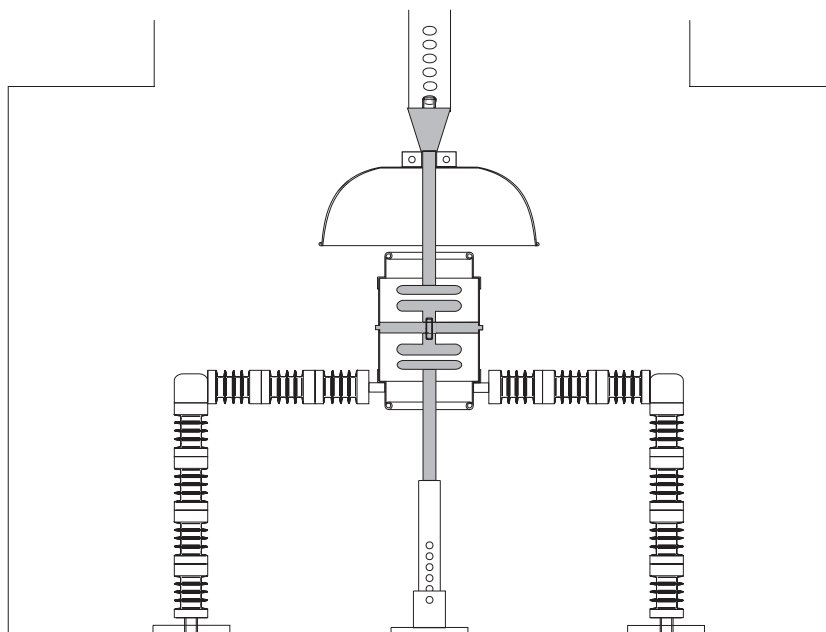


Bild 4.16: Aufbau einer feldoptimierten, geschirmten Zweifachunterbrechung mit interner Mittelpotentialsteuerung

Um eine möglichst praxisnahe Anordnung mit geringer Maximalfeldstärke zu erreichen, wurde der Dampfschirm mit eingezogenen Enden (Reduzierung des Innendurchmessers auf 68 mm) und umgebördelten Kanten (Radius 3,5 mm) ausgestattet. Die parallel zur Entwicklung der Konstruktion durchgeführten Feldberechnungen ergaben eine sehr gleichmäßige Feldverteilung mit einer maximalen Feldüberhöhung von 1,18 an den Rändern der Elektroden. Bild 4.17 zeigt das Ergebnis der Simulation.

Der exakte Abstand des Steuerschirmes von der Oberkante des Dampfschirmes wurde über eine kapazitive Messung so bestimmt, daß sich ein Mittelpotential von 50 % einstellte (siehe Abschnitt 3.2.2). Das Ergebnis der Durchschlagsversuche ist in Bild 4.18 dargestellt. Durch den feldmäßig optimierten Schirm wurden höhere Durchschlagsfestigkeiten erreicht als mit einem zylindrischen 150-mm-Schirm (siehe Kennlinie in Bild 4.15). Die Festigkeiten näherten sich dem Niveau der ungeschirmten Anordnung an. Dies gilt sowohl für die Zwei- als auch für die Einfachunterbrechung (siehe Kennlinie in Bild 4.13).

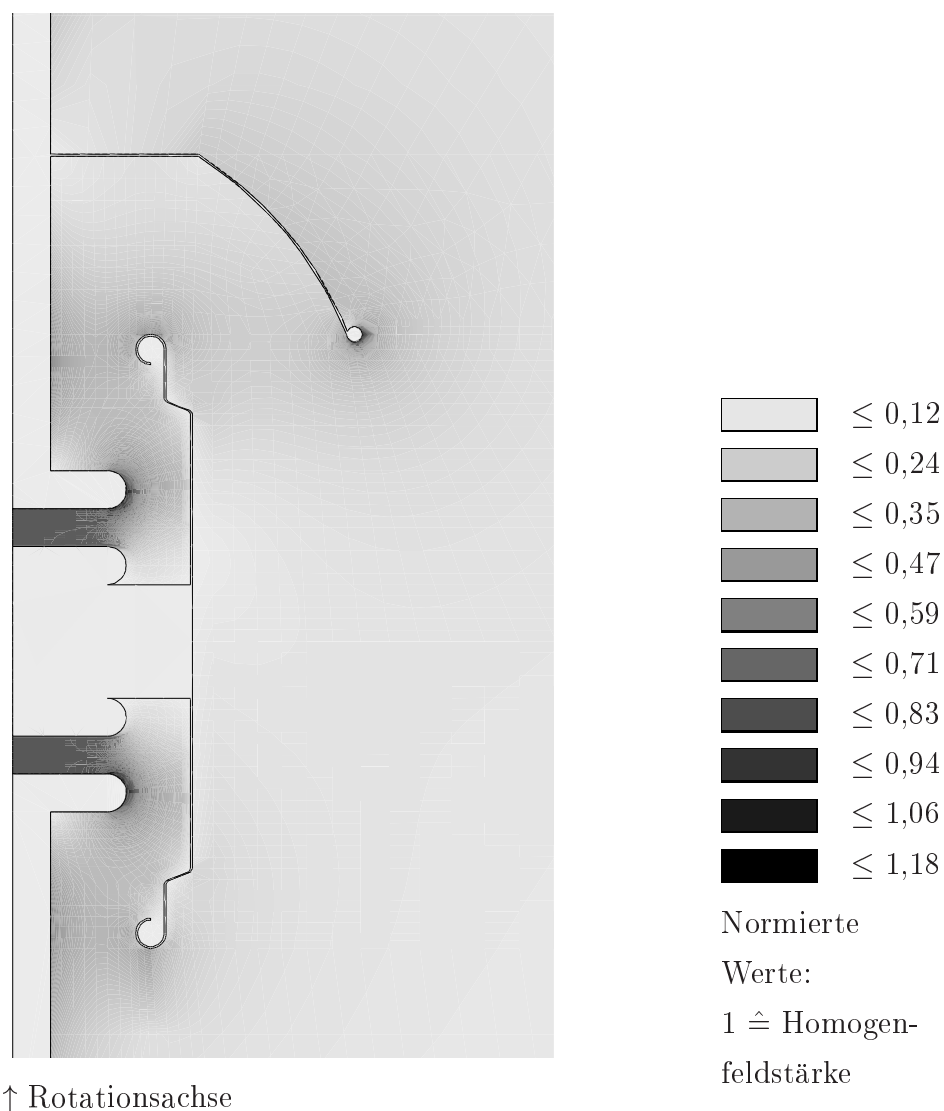
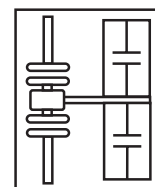


Bild 4.17: Feldberechnung einer Zweifachunterbrechung mit optimiertem Steuerschirm, Schlagweite 2×5 mm

4.1.7 Zwangssteuerung durch kapazitive Beschaltung

Interne Beschaltung von Zweifachunterbrechungen

Neben der internen Feldsteuerung über Steuerschirme kann mit Hilfe von parallelen Kapazitäten zu den Einzelschlagweiten das Mittelelektrodenpotential beeinflusst werden. Die Elektrodenanordnung kann dadurch sehr einfach und kompakt konstruiert werden.



Problematisch sind dabei die hohen Anforderungen an die Spannungsfestigkeit der Kondensatoren parallel zu den Einzelschlagweiten. Durch das eingeschränkte Bauvolumen war eine Lösung mit Kapazitäten innerhalb des Versuchsgefäßes nur für

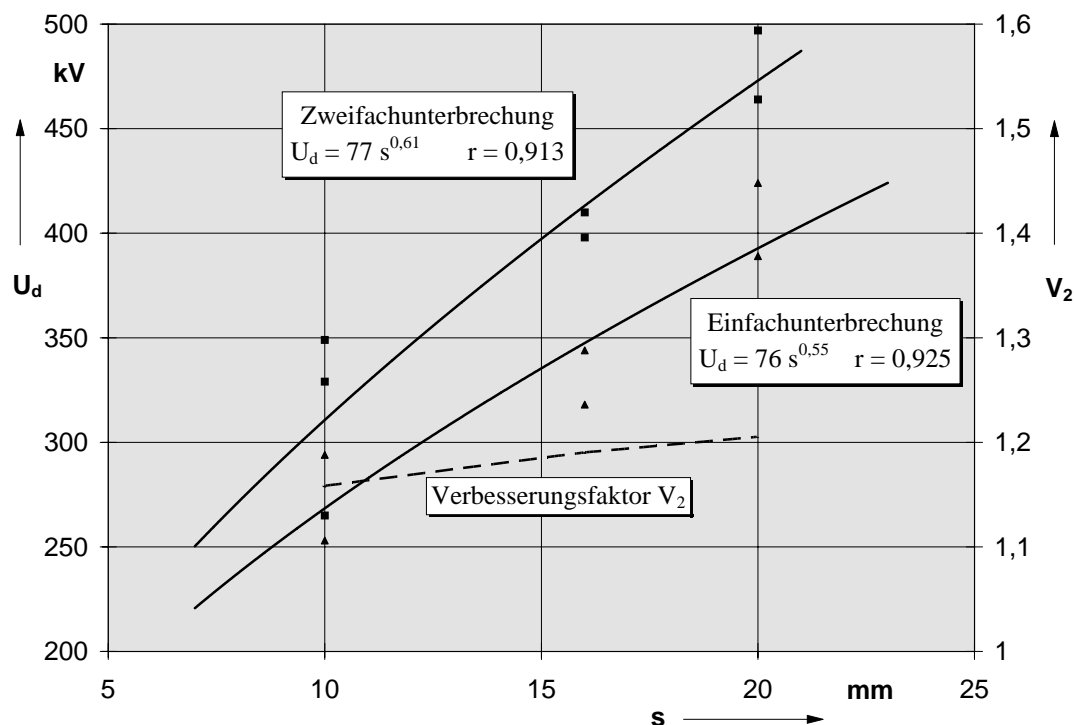


Bild 4.18: Durchschlagskennlinien geschirmter Zwei- und Einfachunterbrechungen, Dampfschirmdurchmesser 90 mm, Elektrodendurchmesser 60 mm

Durchschlagsspannungen bis zu 300 kV und damit bei Schlagweiten bis ca. 10 mm möglich. Es wurden Elektroden mit einem Durchmesser von 60 mm (siehe Bild 3.3) eingesetzt. Messungen der Kapazitäten der oberen und unteren Strecke ergaben nach dem Ersatzschaltbild 3.6 der ungesteuerten Zweifachunterbrechung Werte von $C_1 = 7,6$ pF und $C_{2e} = 18,7$ pF. Ein Mittelpotential von $C_1/(C_1 + C_{2e}) \approx 29\%$ ist die Folge. Ausgehend von der ungeschirmten Elektrodenanordnung nach Bild 4.6 wurde eine Seite der horizontalen Stützer durch eine leitfähige Edelstahlstange (Durchmesser 10 mm) ersetzt. Durch einen zusätzlich aufgesetzten vertikalen Stützer mit einer integrierten Kapazität⁴ von 10 pF, der parallel zur oberen Schlagweite geschaltet wurde, konnte das Mittelpotential auf 50,9 % (gemessen) erhöht werden.

Bild 4.19 zeigt die damit ermittelten Durchschlagsspannungen. Wegen der geringen Schlagweiten konnte nur ein Verbesserungsfaktor von ca. 1,1 erreicht werden. Der geringe Gradient des Verbesserungsfaktors über der untersuchten Schlagweite zeigt, daß die Zweifachunterbrechung die maximale Verbesserung erreicht hat. Durch den Abstand vom Elektrodenrand zum Schirm von 15 mm ist ein signifikant höherer Verbesserungsfaktor auch bei größeren Schlagweiten nicht zu erwarten. Die prinzipielle Steuerung von Zweifachunterbrechungen über Kapazitäten innerhalb der

⁴Siemens, A30N-500

Vakuummgebung konnte aber gezeigt werden. Durch die hohen Anforderungen an die Spannungsfestigkeit der Kondensatoren und die damit verbundenen Baugrößen dürfte diese Lösung in realen Schaltröhren keine Bedeutung erlangen.

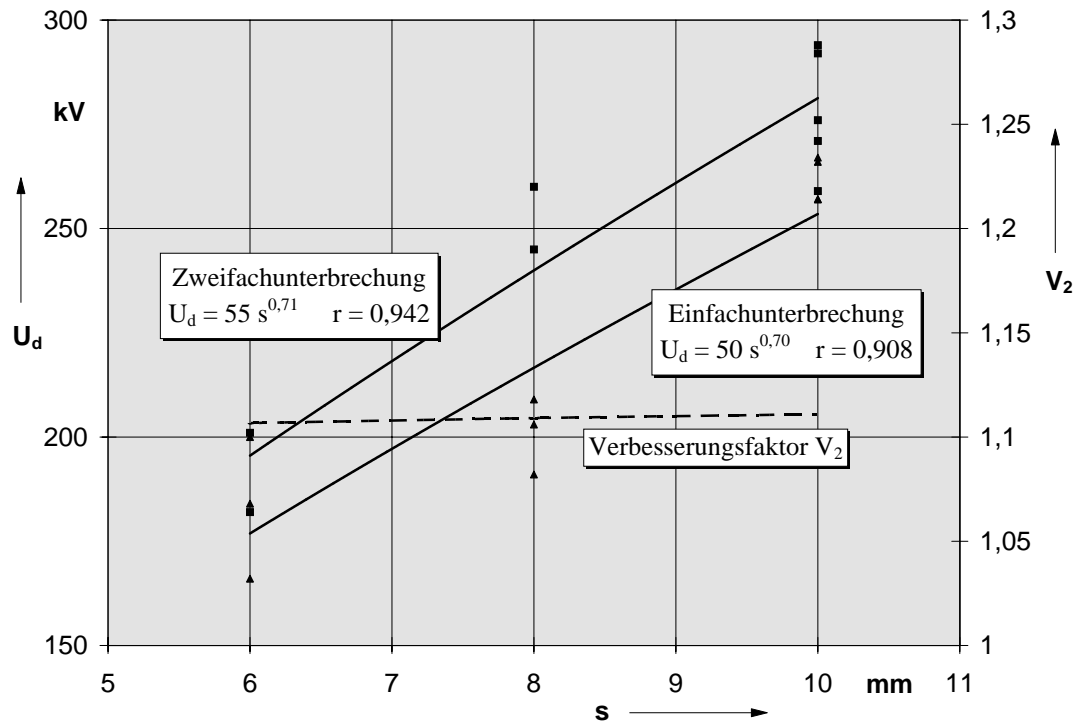
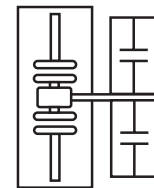


Bild 4.19: Durchschlagskennlinien bei interner Steuerung des Mittelpotentials mit einer Kapazität, Elektrodendurchmesser 60 mm

Externe Beschaltung von Zweifachunterbrechungen

Durch eine zusätzliche Hochspannungsdurchführung im Versuchsgefäß kann eine Zweifachunterbrechung außerhalb des Rezipienten beliebig beschaltet werden. Bild 4.20 zeigt den Ausschnitt des Versuchsgefäßes mit einer hochvakuumfesten Durchführung, die Stoßspannungen bis ca. 150 kV übertragen kann.



Entsprechend wurden geschirmte Zweifachunterbrechungen mit erwarteten Durchschlagsspannungen bis zu 300 kV untersucht (bei 50 % Mittelelektrodenpotential, ohne Spannungsreserve). Durch die Befestigung des Schirmes und des Mittelelektrodenblocks an der Mittelpotentialdurchführung konnte der Einsatz von Stützern im Versuchsgefäß entfallen.

Zunächst wurde bei der Zweifachunterbrechung parallel zur oberen und unteren Strecke eine Kapazität von je 150 pF geschaltet. Analog wurden 150 pF zur Einfach-

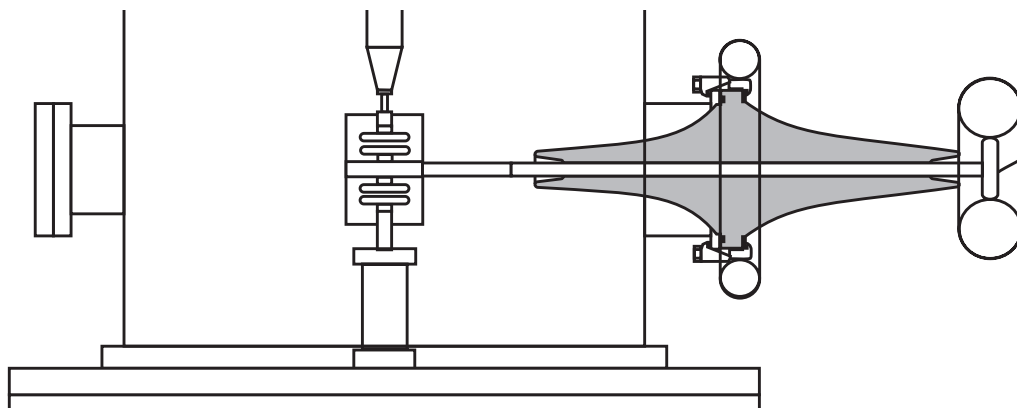


Bild 4.20: Externe Steuerung des Mittelpotentials

unterbrechung extern angeschlossen. Die gemessenen Durchschlagsspannungen sind in Bild 4.21 dargestellt.

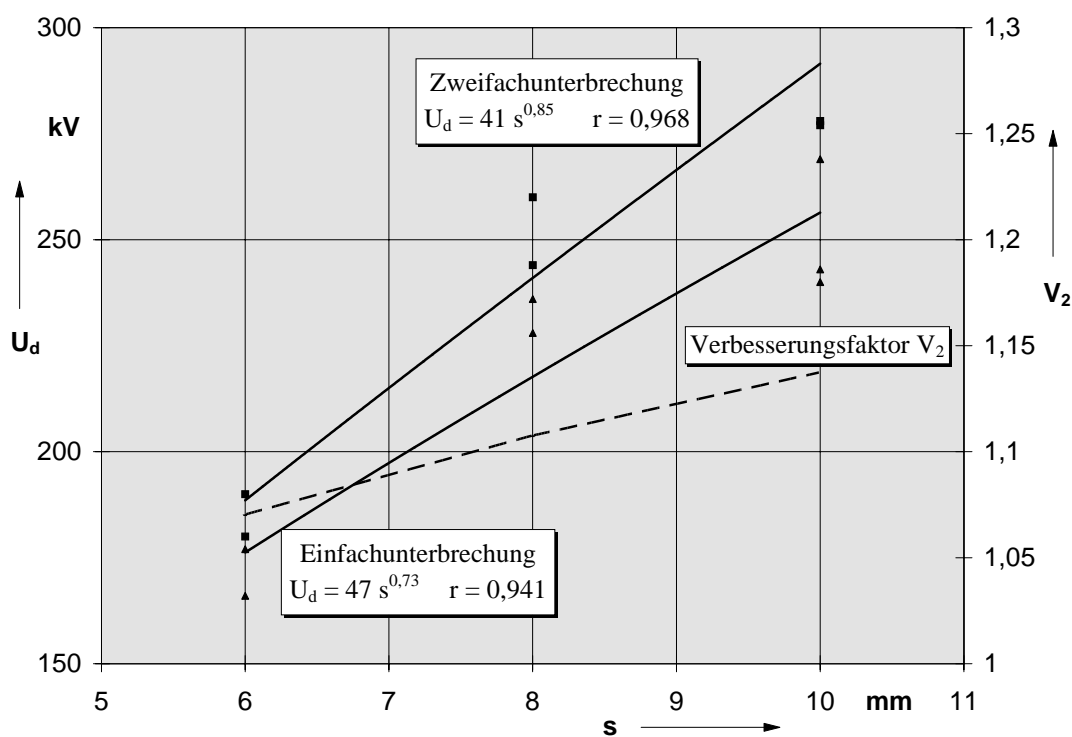


Bild 4.21: Durchschlagskennlinien bei externer Steuerung des Mittelpotentials

Der Vergleich zur Anordnung mit interner Steuerung (siehe Bild 4.19) zeigt, daß die Festigkeit der Einfachunterbrechung nahezu identisch ist. Die Spannungsfestigkeit der Zweifachunterbrechung steigt im Bereich von 10 mm hingegen noch deutlich an. Dadurch nimmt der Verbesserungsfaktor stetig zu. Die Einfachunterbrechung verläuft bis zu einer Schlagweite von 8 mm linear. Eine Regressionsgerade ergibt in diesem Bereich eine Kennlinie von $U_d = 29 \cdot s$ (U_d in kV, s in mm) mit einem Korrelationskoeffizienten von $r = 0,986$. Da der Verbesserungsfaktor einer Zweifach-

unterbrechung erst bei der doppelten Schlagweite des linearen Kennlinienbereiches seinen Maximalwert erreicht (siehe Abschnitt 2.2.4 auf Seite 37), ist eine optimale Verbesserung von 1,2 erst bei einer Schlagweite von ca. 16 mm zu erwarten.

4.1.8 Flächen- und Energieeffekt

Für die Untersuchung von Mehrfachunterbrechungen ist der Einfluß der spannungsbelasteten Fläche auf die Durchschlagspannung wichtig. So ist die Elektrodenfläche bei einer Zweifachunterbrechung doppelt so groß wie bei einer entsprechenden Einfachunterbrechung. Eine Energiebetrachtung zeigt, daß die kapazitiv gespeicherte Energie W_1 einer Einfachunterbrechung mit:

$$W_1 = \frac{1}{2} C U^2 \quad (4.1)$$

mit der Energie W_2 einer Zweifachunterbrechung mit gleicher Gesamtschlagweite s identisch ist. Mit $C \sim 1/s$ ergibt sich bei gleicher Elektrodengröße für die Energie W_2 einer Zweifachunterbrechung:

$$W_2 = 2 \left(\frac{1}{2} (2C) \left(\frac{U}{2} \right)^2 \right) = \frac{1}{2} C U^2 \quad (4.2)$$

Allgemein gilt dies für eine n -fach-Unterbrechung mit:

$$W_n = n \left(\frac{1}{2} (nC) \left(\frac{U}{n} \right)^2 \right) = \frac{1}{2} C U^2 \quad (4.3)$$

Zur Untersuchung des Flächeneffektes wurden verschiedene Experimente durchgeführt (vergl. Abschnitt 1.2.2). Nachfolgende Beobachtungen konnten gemacht werden:

1. Bei der Erhöhung des Elektrodendurchmessers von 75 mm auf 105 mm verdoppelt sich die Elektrodenoberfläche. Vergleicht man die Ergebnisse der Durchschlagspannungen von ungeschirmten Elektrodenanordnungen bei einer Schlagweite von 30 mm nach den Werten aus Bild 4.3 und Bild 4.5, so erreicht das größere Elektrodenpaar eine um 14 % geringere Durchschlagspannung. Ähnlich sah das Ergebnis einer zusätzlichen Untersuchung bei einer Schlagweite von 15 mm aus. In jeweils drei Versuchen wurden 75-mm-Elektroden und 105-mm-Elektroden verglichen. Wiederum erreichte die größere Elektrodenanordnung Spannungsfestigkeiten, die durchschnittlich um 16 % vermindert waren. Auffällig war hier eine deutlich stärkere Streuung der Durchschlagswerte.

2. Die Spannungsfestigkeit einer Einfachunterbrechung ohne Schirmung mit 60-mm-Elektroden (siehe Kennlinie in Bild 4.19) wurde bei einer Schlagweite von 10 mm mit 87-mm-Elektroden mit gleichem Randprofil verglichen. Die Fläche wurde folglich um den Faktor $87^2/60^2 = 2,1$ vergrößert. Es ergab sich eine durchschnittliche Spannungsfestigkeit, die sogar um 6 kV über dem Vergleichswert von 262 kV liegt. Die Kapazität, die zwischen den beiden Elektroden gemessen wird, ist deutlich höher als die erwarteten Werte, die sich nach der Kapazitätsgleichung eines Plattenkondensators ergeben. Für 60-mm-Elektroden ergab sich ein Wert von $C = 89,5 \text{ pF}$. Die Messung der um den Faktor 2,1 vergrößerten Elektroden ergab eine Kapazität von $C = 91,9 \text{ pF}$. Dieser Wert entspricht einer Kapazitätzunahme von nur 2,7 %. Die geringen Kapazitätsunterschiede sind ein Hinweis für hohe Streukapazitäten im Versuchsgefäß.

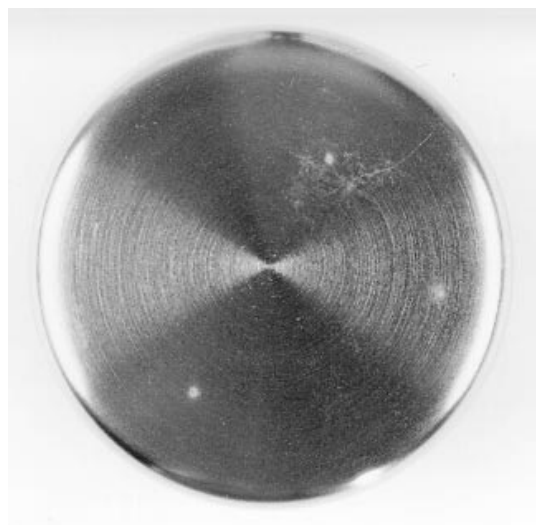
Entscheidend für die Spannungsfestigkeit scheint also die Kapazität einer Elektrodenanordnung zu sein. Eine Messung, bei der jeweils 2,5-nF-Kondensatoren parallel zu den Schlagweiten einer Zweifachunterbrechung geschaltet wurden, bestätigte dies (Aufbau gem. Bild 4.20). Damit wurde die Eigenkapazität der Elektrodenanordnung von $C_1 = 7,6 \text{ pF}$ und $C_{2e} = 18,7 \text{ pF}$ (siehe Abschnitt 4.1.7) um mehr als den hundertfachen Wert überschritten. Die Spannungsfestigkeit von durchschnittlich 242 kV lag um 13 % unter dem Meßwert von 279 kV bei einer Parallelschaltung von 10 pF zur oberen Strecke (siehe Kennlinie in Bild 4.19). Obwohl der festigkeitsmindernde Effekt von größeren Elektrodenkapazitäten nachweisbar ist, kann der Einfluß, besonders bei kleinen Kapazitätsunterschieden, vernachlässigt werden.

Die Wirkung der kapazitiv gespeicherten Energie wird auch an den Durchschlagsspuren auf den Elektrodenoberflächen offensichtlich. Bild 4.22 zeigt die Anode und die Kathode einer Zweifachunterbrechung nach einem Durchschlagsversuch mit einer parallelen Steuerkapazität von 150 pF. Die obere und untere Teilstrecke haben dabei nahezu identische Anoden- und Kathodenoberflächen. Deutlich sind die unterschiedlichen physikalischen Wirkungen an den Elektroden zu erkennen. Auf der Kathode, von der die Elektronenemission ausgeht, sind nur kleine Fußpunkte zu erkennen. Die stärker belastete Anode weist dagegen deutlichere Beschädigungen auf, die z.B. durch die Anodenantwort hervorgerufen werden (siehe Kapitel 1).

Vergleicht man die Elektrodenoberflächen nach Durchschlagsversuchen mit unterschiedlichen parallelen Kapazitäten, so zeigen sich die Folgen der umgesetzten Energie. Die Elektrodenoberflächen in Bild 2.3 wurden nach einem Versuch mit identi-



Anode



Kathode

Bild 4.22: Durchschlagspuren auf Elektrodenoberflächen, Parallelkapazität 150 pF

schem Aufbau, allerdings mit parallelen Kapazitäten von 2,5 nF, aufgenommen. Die Anzahl und Größe der Anoden- und Kathodenbrennflecken hat bei dem Versuch mit der um den Faktor 16 höheren Parallelkapazität deutlich zugenommen.

Auf der Kathode in Bild 4.22 sind fast keine Spuren der Durchschlagsversuche zu erkennen. Eine Bewegung der Lichtbogenfußpunkte zeigt sich in einer dünnen, verästelten Spur. Auf der Anode ist die Wirkung der Entladungen stärker. Die Oberfläche zeigt matte Punkte, die allerdings keine makroskopischen Schmelzkrater aufweisen. Bei den Elektroden, die mit einer parallelen Kapazität von 2,5 nF beschaltet waren (siehe Seite 29), führen die Spannungsdurchschläge zu einer massiven Veränderung der Oberflächenbeschaffenheit. Die Kathode zeigt deutliche Brennpunkte, die an einigen Stellen zu einer Kraterbildung führten. Auf der Anode zeigt jeder Lichtbogenbrennfleck eine angeschmolzene Oberfläche. Spürbare Aufschmelzungen führen zu einer völlig veränderten Oberflächenbeschaffenheit.

Unterschiede in der Elektrodenoberfläche bei geringen parallelen Kapazitäten von ca. 10 pF und kapazitiven Steuerungen mit bis zu 100 pF sind augenscheinlich nicht feststellbar. Bei diesen Versuchen ist auch die Differenz in den Durchschlagspannungen als gering einzustufen.

Da sowohl die Kapazität als auch die gespeicherte Energie einer Mehrfachunterbrechung im Vergleich zur Einfachunterbrechung gleicher Schlagweite konstant bleibt, ist der festigkeitsmindernde Effekt durch die höhere Anzahl von Elektroden und einer damit verbundenen erhöhten Emissionsfläche nicht signifikant.

4.1.9 Kopplungsmechanismen zwischen Schaltstrecken

Neben der kapazitiven Kopplung zwischen den beiden Funkenstrecken einer Zweifachunterbrechung könnten, insbesondere bei ungeschirmten Elektrodengeometrien nach Abschnitt 4.1.5 und Abschnitt 4.1.7, teilchenbedingte Kopplungen zwischen den Einzelstrecken die Ursache für den Durchschlag einer Anordnung sein. Möglich wären z.B. Triggereffekte durch gestreute Elektronen, Partikel oder Lichtquanten.

Bei den zuvor untersuchten geschirmten Anordnungen sind solche Effekte durch die räumliche Trennung der Schaltstrecken auszuschließen (siehe Elektrodenaufbau nach Bild 4.16). Zur weiteren Kontrolle dieser möglichen Durchschlagsursache wurden ungeschirmte Zweifachunterbrechungen untersucht. Ausgehend von dem Elektrodenaufbau nach Bild 4.6 wurde die Entfernung zwischen den Funkenstrecken um 200 mm vergrößert (siehe Bild 4.23).

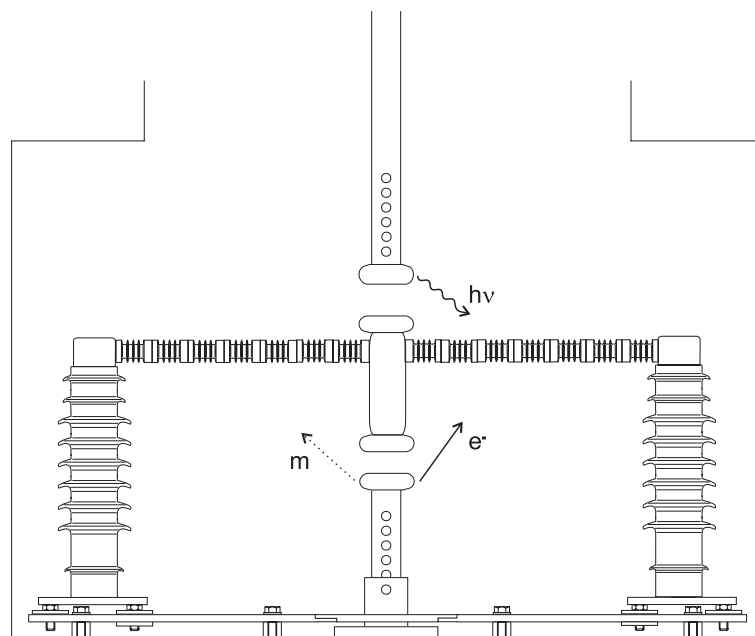


Bild 4.23: Trennung der Schaltstrecken

Der Vergleich der Durchschlagspannungen mit den nach Bild 4.6 ermittelten Werten ergab keine signifikanten Unterschiede. Bei einer Schlagweite von 30 mm lag die Festigkeit der Zweifachunterbrechung mit der geringen Entfernung zwischen den Einzelstrecken (siehe Bild 4.6) durchschnittlich bei $\bar{U}_d = 541 \text{ kV}$ (Mittelpotential 39 %). Die Zweifachunterbrechung mit den räumlich entfernten Schaltstrecken (Bild 4.23) erreichte eine unerheblich geringere Festigkeit von durchschnittlich 527 kV.

Ein Einfluß der Entfernung zwischen den Schaltstrecken und somit der Einfluß von

nichtkapazitiven Kopplungen ist damit nicht nachweisbar und kann als Konstruktionskriterium von Mehrfachunterbrechungen unberücksichtigt bleiben.

4.2 Vorentladungen

Vorentladungen und die damit verbundenen Ströme von Elektrodenanordnungen im Hochvakuum haben charakteristische Eigenschaften. Bei Einfachunterbrechungen wurden diese intensiv untersucht (siehe Abschnitt 1.5 auf Seite 21). Im folgenden wird das Auftreten und die Wirkung von Vorentladungen bei Zweifachunterbrechungen beschrieben. Bild 4.24 zeigt die maximale Amplitude der aufgetretenen Vorentladungsströme einer geschirmten Zweifachunterbrechung (Aufbau gemäß Bild 4.16) im Vergleich zur Höhe und Anzahl der angelegten Spannungsimpulse.

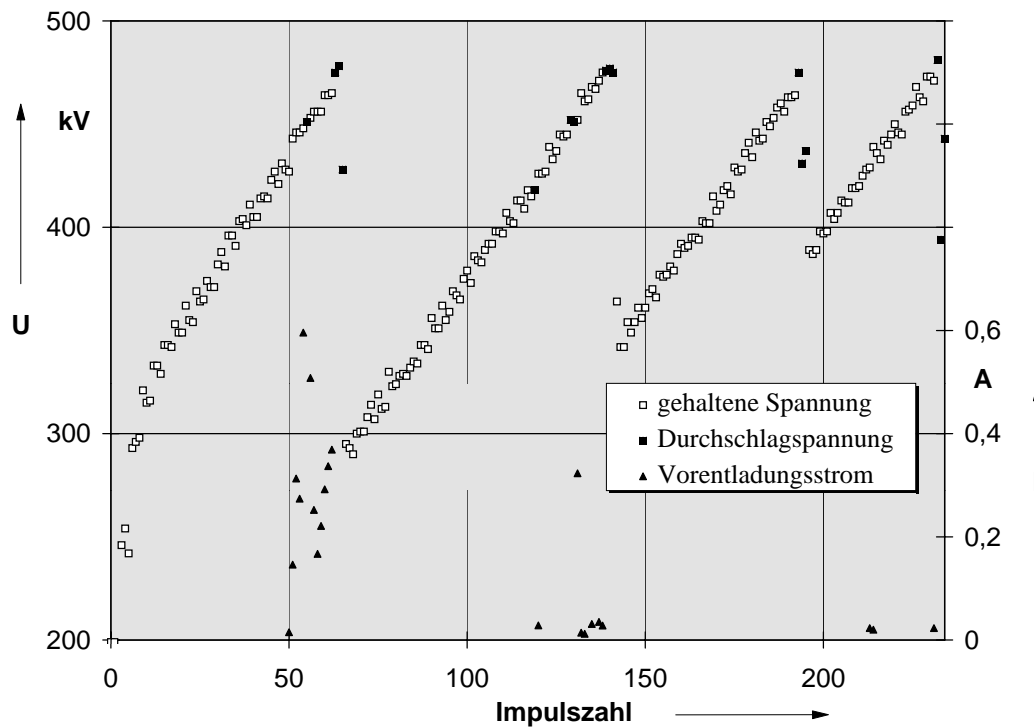


Bild 4.24: Vorentladungsströme: Spannungs- und zeitabhängiges Auftreten

Das Bild 4.25 zeigt den Ausschnitt des Diagramms bei der ersten Spannungssteigerung (Impulszahl 40 ... 75). Diese Diagramme zeigen exemplarisch die allgemeinen Charakteristika der Vorentladungen bei Zweifachunterbrechungen:

1. Kurz vor dem Erreichen der Durchschlagspannung erhöht sich die Amplitude der Vorentladungsströme besonders deutlich.

2. Direkt nach einem Durchschlag auftretende Vorentladungen sinken rasch auf geringe Amplituden ab.
3. Die Höhe des Vorentladungsstromes und die Anzahl der Vorentladungen nehmen mit fortschreitender Spannungserhöhung nach dem ersten Durchschlag ab. Maximale Werte werden beim ersten „Hochfahren“ der Stoßspannung erreicht.
4. Stirndurchschläge treten vermehrt nach dem mehrmaligen Durchschlag der Anordnung auf.

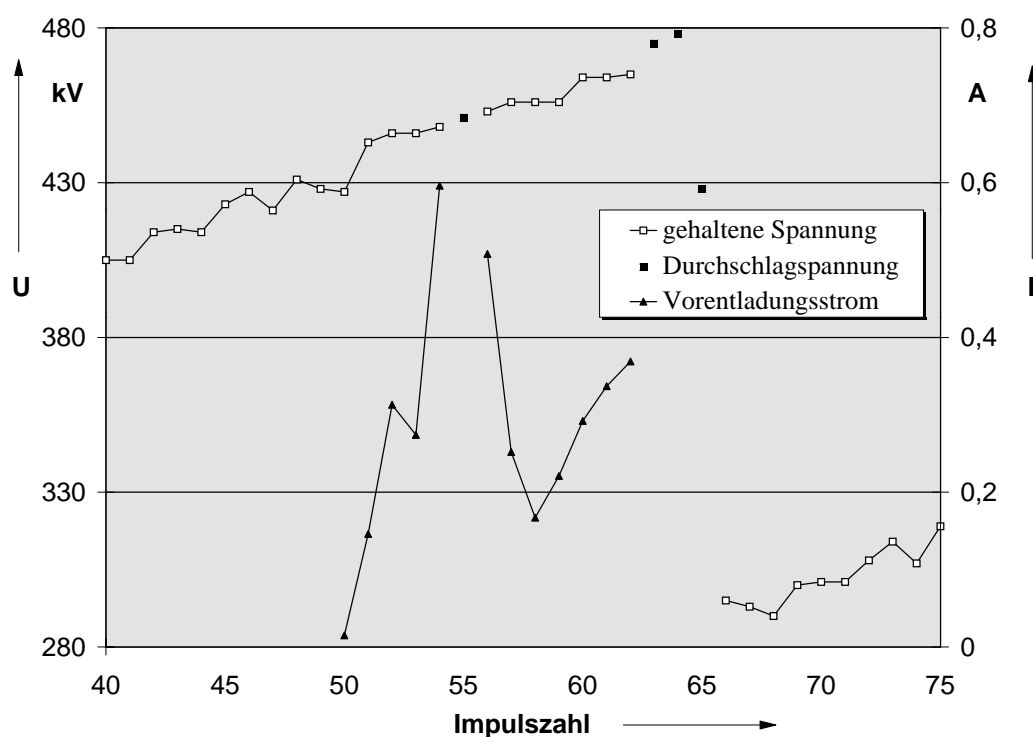


Bild 4.25: Zeitlicher Ausschnitt aus Bild 4.24

Vorentladungen in einer Zweifachunterbrechung bewirken häufig eine Veränderung des Mittelelektrodenpotentials. Bild 3.10 zeigt die Wirkung einer einzelnen transienten Vorentladung auf das Mittelelektrodenpotential einer Zweifachunterbrechung. Ein impulsförmiger Vorentladungsstrom verursacht hier eine konstante Anhebung des Mittelelektrodenpotentials. Dieses Verhalten ist mit dem kapazitiven Ersatzschaltbild erklärbar (siehe Bild 4.26, linker Teil).

Fließt in einer der Teilstrecken mit der Kapazität C_n ein Vorentladungsstrom $i(t)$ in der Zeit $t_e \leq t \leq t_a$, so wird die Spannung an dieser Strecke um den Betrag Δu angehoben. Entscheidend ist hierfür die in der Teilstrecke umgesetzte Ladung. Es

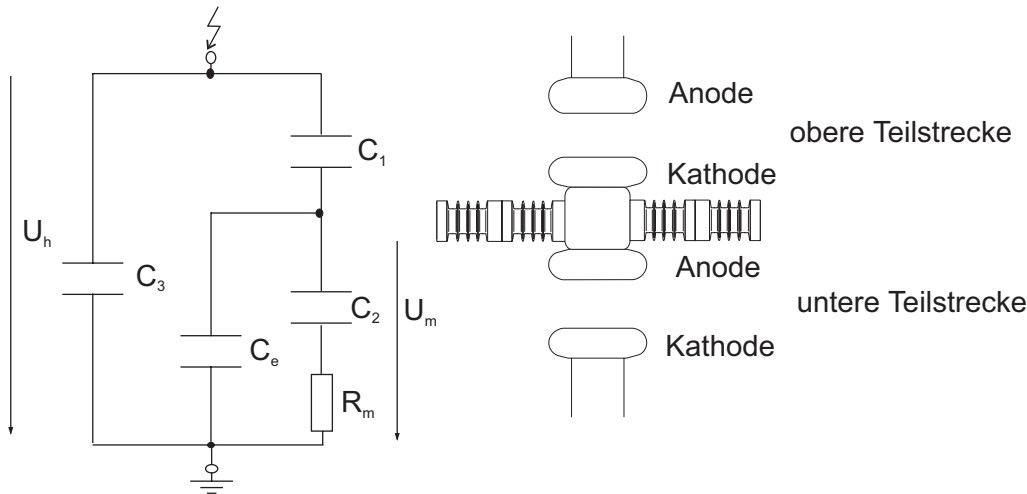


Bild 4.26: Ersatzschaltbild einer Zweifachunterbrechung

gilt:

$$q_{Vorentladung} = \int_{t_e}^{t_a} i \, dt = \Delta u \cdot C_n \quad (4.4)$$

Da die Gesamtspannung U_h eine eingeprägte Größe ist, verschiebt sich das Mittelelektrodenpotential um Δu . Der durch den Meßshunt R_m fließende Strom $i(t)$ hat eine festgelegte Richtung, unabhängig davon, in welcher Strecke eine Vorentladung stattgefunden hat. Für den Fall einer synchronen Vorentladung in beiden Teilstrecken ist zwar ein Vorentladungsstrom meßbar, die Mittelelektrodenspannung bleibt hingegen konstant, da sich die Spannungsänderungen in den einzelnen Strecken aufheben. Bild 4.27 zeigt einen solchen Verlauf mit einem Vorentladungsimpuls.

Durch den in Reihe zur Kapazität C_2 liegenden Meßshunt R_m werden zunächst nur Vorentladungsströme in der erdseitigen Teilstrecke exakt bestimmt. Vorentladungen in C_1 werden durch die Aufteilung des Stromes über C_e und C_2 nur teilweise gemessen. Simulationen mit unterschiedlichen Aufteilungen von C_e und C_2 zeigten, daß unter der Annahme von $C_1 = C_2$ die Meßfehler vernachlässigt werden können.

Aus dem Vorzeichen der Spannungsänderung kann der Ort der Vorentladung bestimmt werden. Eine Erhöhung des Mittelpotentials ist auf eine Vorentladung in der zur Hochspannung zugewandten Teilstrecke zurückzuführen („obere Teilstrecke“, siehe Bild 4.26). Äquivalent gilt dies für die Verminderung von u_m bei Vorentladung in der erdseitigen („unteren“) Strecke.

Neben Einzelentladungen in einer Teilstrecke kann es auch zu multiplen Vorentladungen während eines Spannungsimpulses kommen. Bild 4.28 zeigt den Strom- und

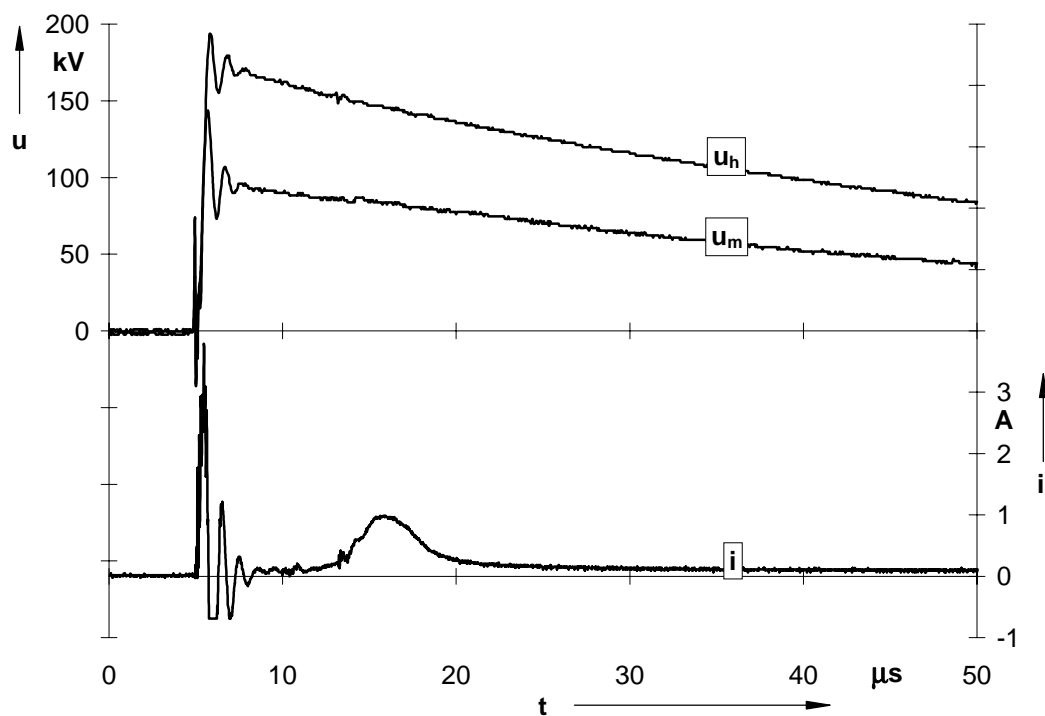


Bild 4.27: Synchrone Vorentladung in beiden Teilstrecken einer Zweifachunterbrechung

Spannungsverlauf bei einer Zweifachunterbrechung mit drei Vorentladungsimpulsen, die ein wechselseitiges Schwanken des Mittelpotentiales verursachen.

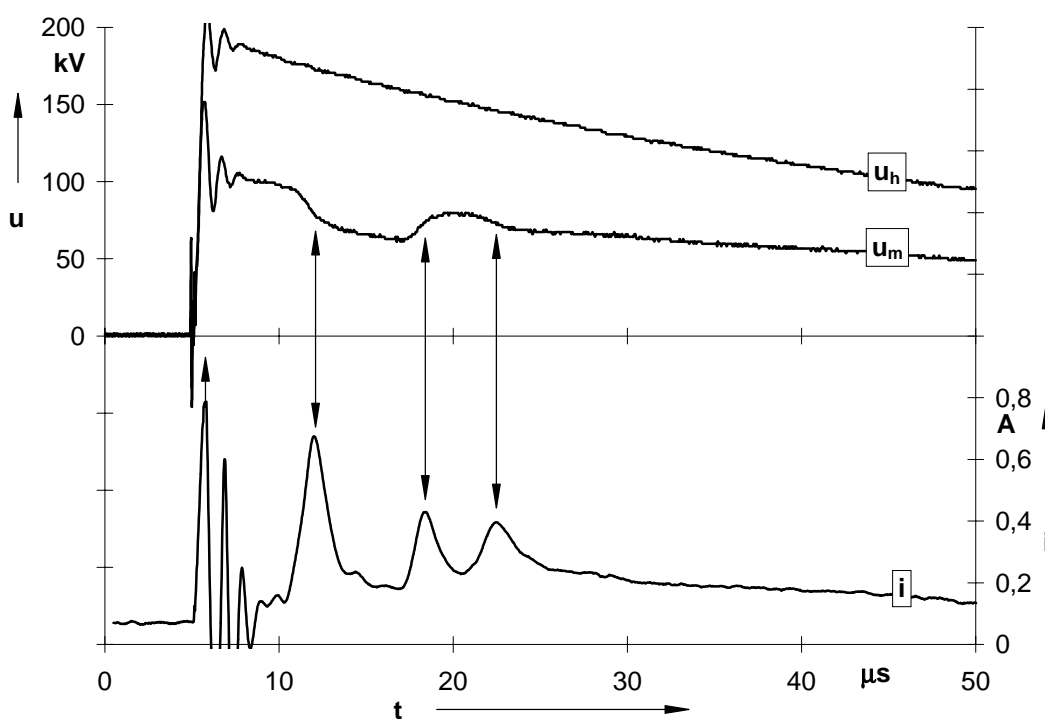


Bild 4.28: Vorentladungsstrom mit drei Teilentladungen

In wenigen Fällen kommt es zu einer größeren Anzahl von Vorentladungen pro Blitzstoßspannungsimpuls. Bild 4.29 zeigt den Spannungs- und Stromverlauf bei fünf Vorentladungen. Dies war die maximale Zahl von Teilentladungen, die gemessen wurde.

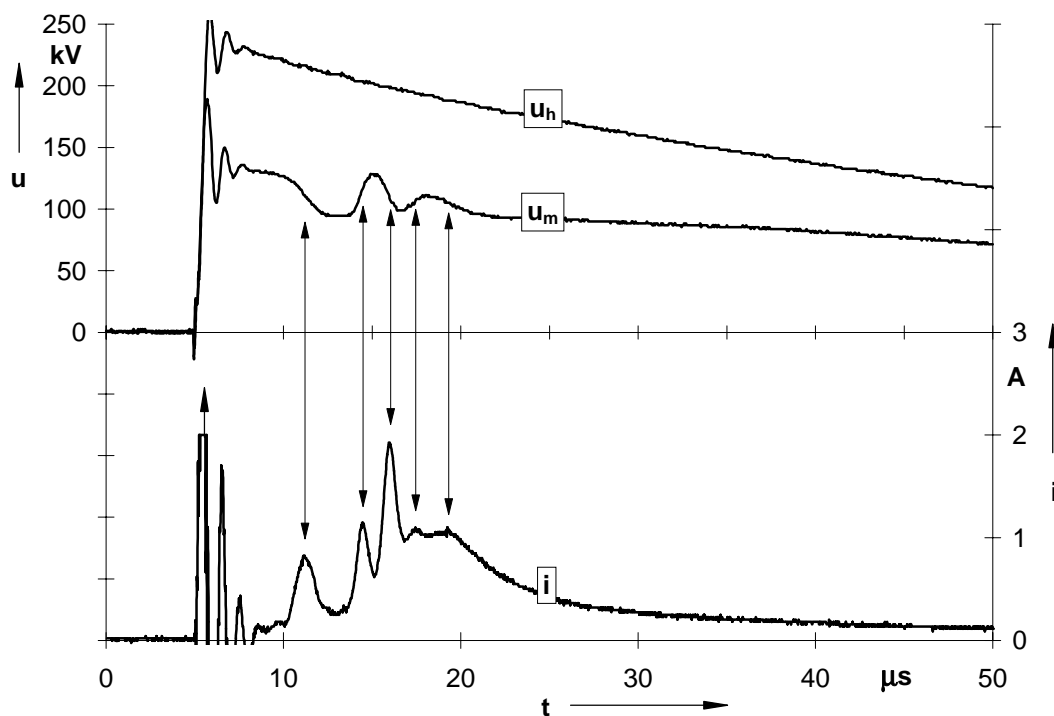


Bild 4.29: Vorentladungsstrom mit fünf Teilentladungen

Während manche Vorentladungen nur eine Änderung des Mittelelektrodenpotentials verursachen, können andere zu einem Durchschlag von Mehrfachunterbrechungen führen. Bild 4.30 zeigt den Rückendurchschlag einer Zweifachunterbrechung, ausgelöst durch einen hohen Vorentladungsstrom mit einer Amplitude von fast 2 A. Eine Vorentladung in der unteren Teilstrecke (bei $t \geq 12 \mu\text{s}$) verursacht einen massiven Abfall des Mittelelektrodenpotentials. Folglich ist die obere Strecke nicht mehr in der Lage, die Spannung $u_h - u_m$ zu halten. Nach dem Versagen der oberen Teilstrecke schlägt die gesamte Zweifachunterbrechung durch.

Vorentladungen sind nicht als ausschließliche Durchschlagsursache von Zweifachunterbrechungen zu sehen. In vielen Fällen ist bei einem Durchschlag keine Vorentladung erkennbar. Trägt man die Amplituden der Vorentladungsströme und die Durchschlagsspannungen einer Zweifachunterbrechung über der Zeit auf, so erkennt man, daß Vorentladungen je nach Schlagweite erst nach ca. $10 \mu\text{s}$ auftreten. Durchschläge gibt es jedoch auch davor. Bild 4.31 zeigt das zeitliche Auftreten von Vorentladun-

gen (zwischen $10\ \mu\text{s} \dots 22\ \mu\text{s}$), Stirndurchschlägen (bei ca. $1\ \mu\text{s}$) und Rückendurchschlägen (zwischen $3\ \mu\text{s} \dots 22\ \mu\text{s}$). Das verspätete Auftreten der Vorentladungen

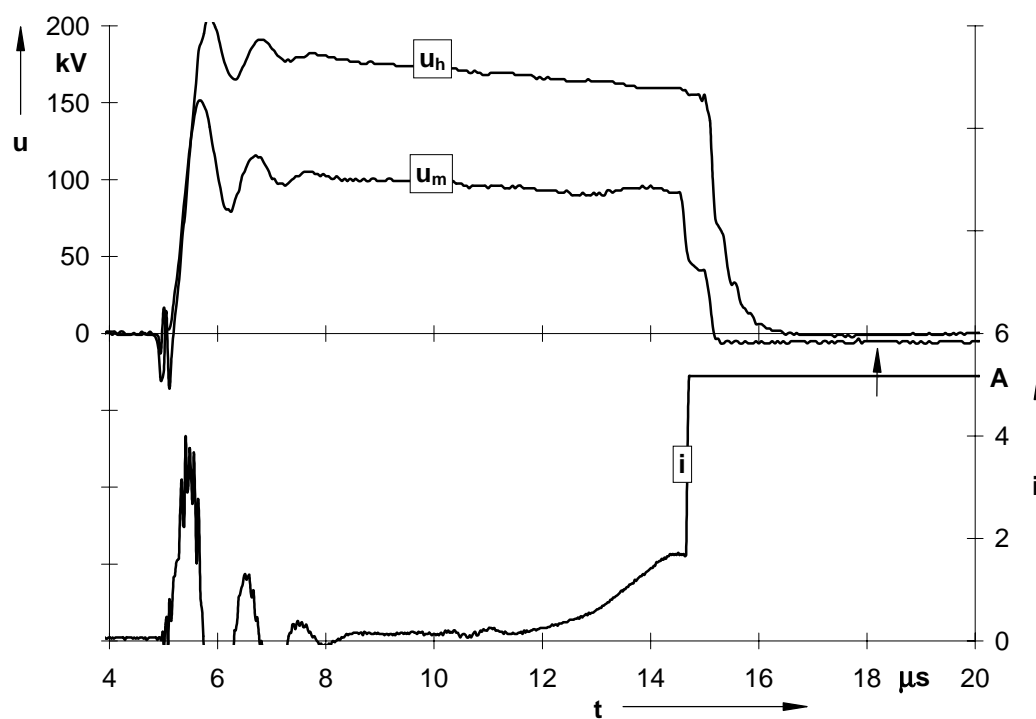


Bild 4.30: Durchschlag einer Zweifachunterbrechung als Folge einer Vorentladung

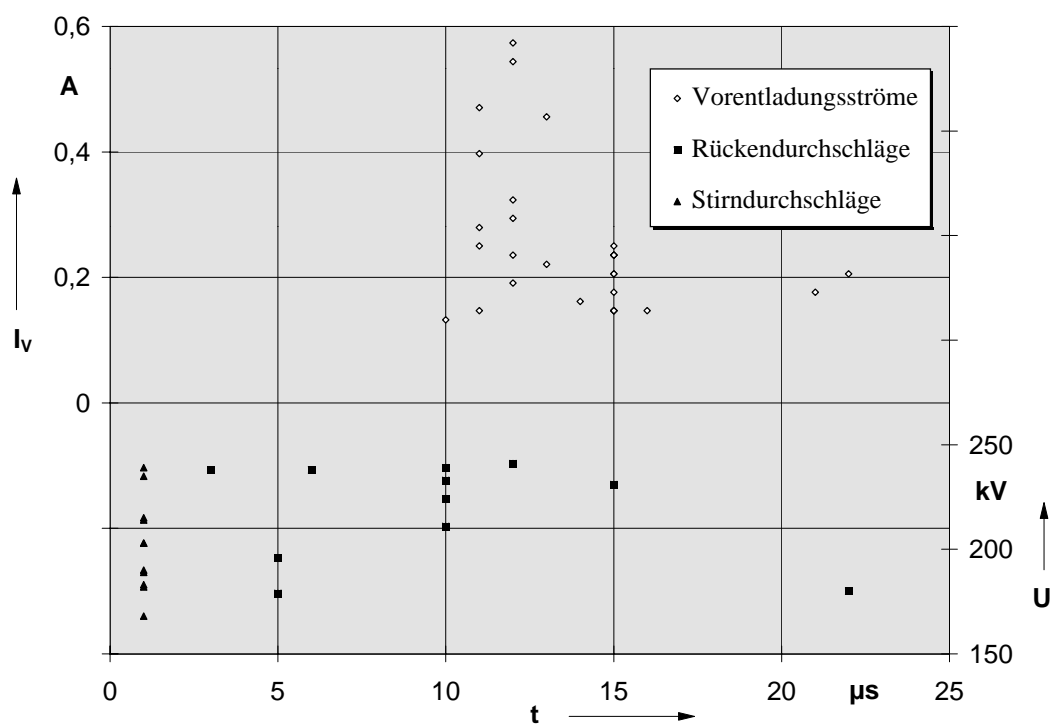


Bild 4.31: Zeitliches Auftreten von Vorentladungen und Durchschlägen einer Zweifachunterbrechung

läßt sich durch Laufzeiteffekte erklären. Typische Vorentladungen werden, wie bei der Einfachunterbrechung [Ben-87], nur indirekt durch die Elektronenemission der Kathode verursacht. Diese Effekte, wie die Anodenantwort (siehe Abschnitt 1.2.2), haben eine schlagweitenabhängige Laufzeit. Daher korrelieren Vorentladungen zwar stark mit dem Bereich der Durchschlagspannung, sie führen jedoch nicht zwangsläufig zum Durchschlag.

4.3 Simulation von Mittelpotentialsteuerungen

Entsprechend den gemessenen Vorentladungsströmen wurden die Auswirkungen von kapazitiven und ohmschen Steuerungen auf eine Zweifachunterbrechung mit dem Netzwerkanalyseprogramm PSpice simuliert (siehe Abschnitt 3.3.2). Ausgehend von dem Ersatzschaltbild gemäß Bild 3.9 wurden unterschiedliche Steuerungsmöglichkeiten untersucht. Um die Wirkung von parallelen Elementen zu simulieren, wurde eine Kapazitätsverteilung von $C_1 = C_2 = 6 \text{ pF}$ und $C_e = 1,6 \text{ pF}$ angenommen. Dieses entspricht den berechneten Kapazitäten der Anordnung nach Bild 4.16 ohne Steuerschirm. Ohne Zusatzmaßnahmen erreicht das Mittelpotential damit einen Wert von $C_1/(C_1 + C_{2e}) = 44 \%$. Ausgehend von häufig gemessenen Vorentladungen wurde eine Simulation gemäß Bild 4.32 angenommen.

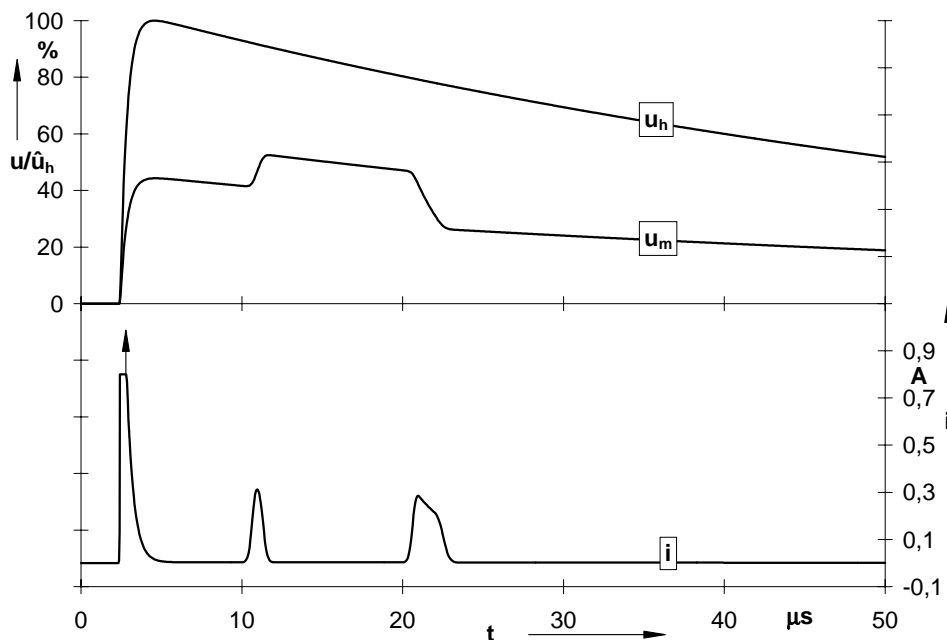


Bild 4.32: PSpice-Simulation von zwei kurzen Vorentladungen

$$R_{V1} = 100 \text{ k}\Omega \quad t_{e1} = 10 \mu\text{s} \quad t_{a1} = 11 \mu\text{s} \quad C_{T1} = 0 \quad R_{T1} = \infty$$

$$R_{V2} = 160 \text{ k}\Omega \quad t_{e2} = 20 \mu\text{s} \quad t_{a2} = 22 \mu\text{s} \quad C_{T2} = 0 \quad R_{T2} = \infty$$

Nach einer kurzen Vorentladung in der oberen Teilstrecke (Amplitude $\hat{I} = 0,31$ A im Zeitbereich $10 \mu s \leq t \leq 11 \mu s$) verschiebt sich das Mittelelektrodenpotential auf ca. 58 % der Hochspannung. Es folgt eine geringfügig längere Teilentladung in der unteren Teilstrecke (Amplitude $\hat{I} = 0,28$ A im Zeitbereich $20 \mu s \leq t \leq 22 \mu s$), und das Mittelelektrodenpotential fällt unter den anfänglichen Wert auf ca. 34 %.

Der Spannungs- und Stromverlauf bei kapazitiver Beschaltung der gleichen Anordnung ist in Bild 4.33 dargestellt. Mit steigenden Kapazitäten nähert sich das Mittelelektrodenpotential dem 50-%-Wert an und die Spannungsänderungen durch die Vorentladungen werden reduziert. Nachteilig ist die Erhöhung des Stromes während der Stirnzeit der Blitzstoßspannung. Während sich bei der Beschaltung mit 1 pF in der Kapazität C_{T2} ein Stromscheidenwert von 0,3 A ergibt, führt die Beschaltung mit 10 pF bzw. 100 pF bereits zu Stromscheidenwerten von 3,3 A bzw. 40 A.

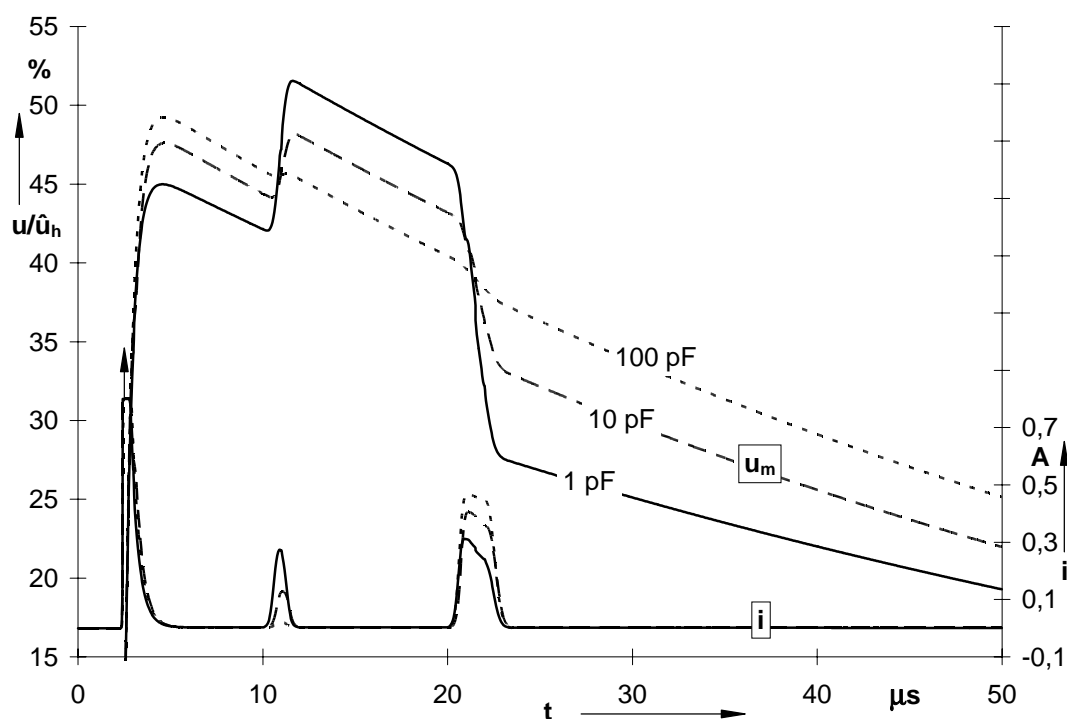


Bild 4.33: PSpice-Simulation von zwei kurzen Vorentladungen mit kapazitiver Steuerung,

$$C_{T1} = C_{T2} = 1 \text{ pF}, 10 \text{ pF}, 100 \text{ pF} \quad R_{T1} = R_{T2} = \infty$$

Um die Wirkung einer ohmschen Beschaltung zu testen, wurde die Simulation gemäß Bild 4.34 berechnet. Das Ergebnis zeigt, daß ohmsche Steuerungen bei Zweifachunterbrechungen unvorteilhaft sind. Bei sehr großen Widerständen ($R_T = 10 \text{ M}\Omega$) ist die Wirkung vernachlässigbar, bei kleinen Widerständen wird der Teilerstrom zu groß (z.B. bei $\hat{I}(R_{T2} = 100 \text{ k}\Omega) = 1,65 \text{ A}$).

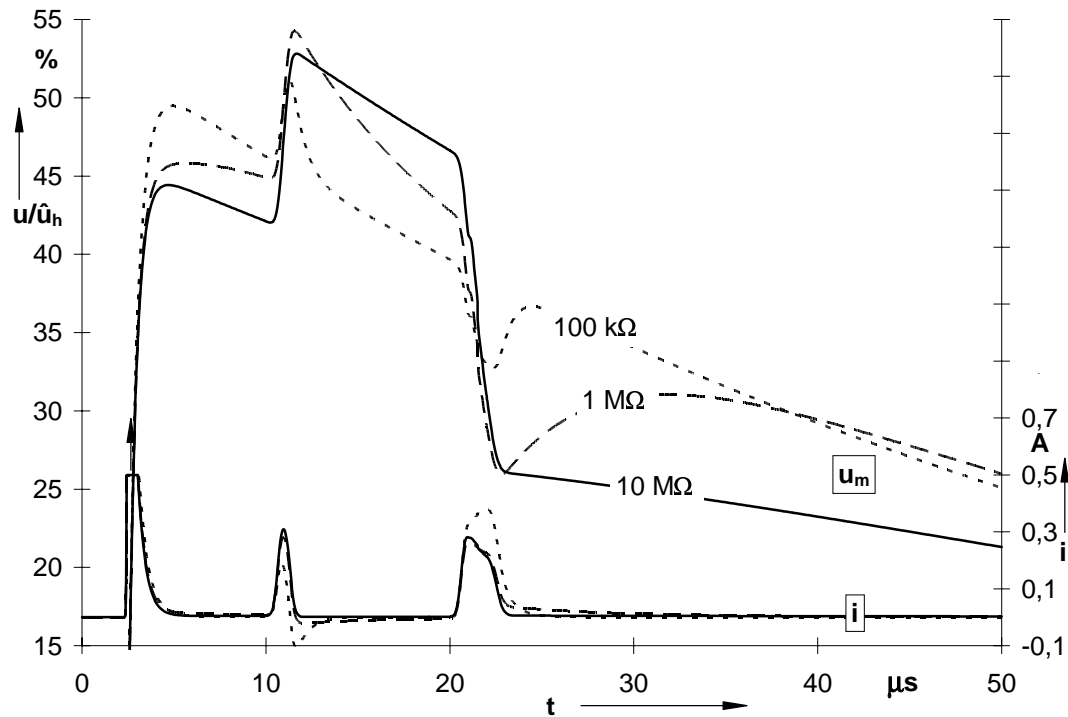


Bild 4.34: PSpice-Simulation von zwei kurzen Vorentladungen
mit ohmscher Steuerung,
 $C_{T1} = C_{T2} = 0$ $R_{T1} = R_{T2} = 100 \text{ k}\Omega, 1 \text{ M}\Omega, 10 \text{ M}\Omega$

Als Ergebnis aus den durchgeführten Simulationen folgt:

1. Ohmsche Beschaltungen sind zur Steuerung von Mehrfachunterbrechungen ungeeignet.
2. Kapazitive Steuerungen des Mittelelektrodenpotentials können bei der Vernachlässigung von Vorentladungen einfach realisiert werden. Kapazitäten, die im Bereich der Eigenkapazität der Elektroden liegen, sind dazu ausreichend.

Zum Ausgleich von Spannungsänderungen des Mittelelektrodenpotentials bei dem Auftreten von Vorentladungen sind Steuerkapazitäten im Bereich von ca. 100 pF notwendig (siehe Bild 4.33). Zu beachten ist dabei, daß durch vergrößerte Kapazitäten die Spannungsfestigkeit einer Mehrfachunterbrechung reduziert wird (siehe Abschnitt 4.1.8).

4.4 Vierfachunterbrechungen

Als nächste Form der Mehrfachunterbrechung wurde eine Vierfachunterbrechung gewählt. Im Vergleich zur Dreifachunterbrechung versprechen die höheren Verbesserungsfaktoren und die einfachere Realisierbarkeit eine höhere technische Relevanz. Der Aufbau der Vierfachunterbrechung wurde mit vier übereinander angeordneten Einzelstrecken realisiert. Bild 4.35 zeigt den gesamten Aufbau im Versuchsgefäß.

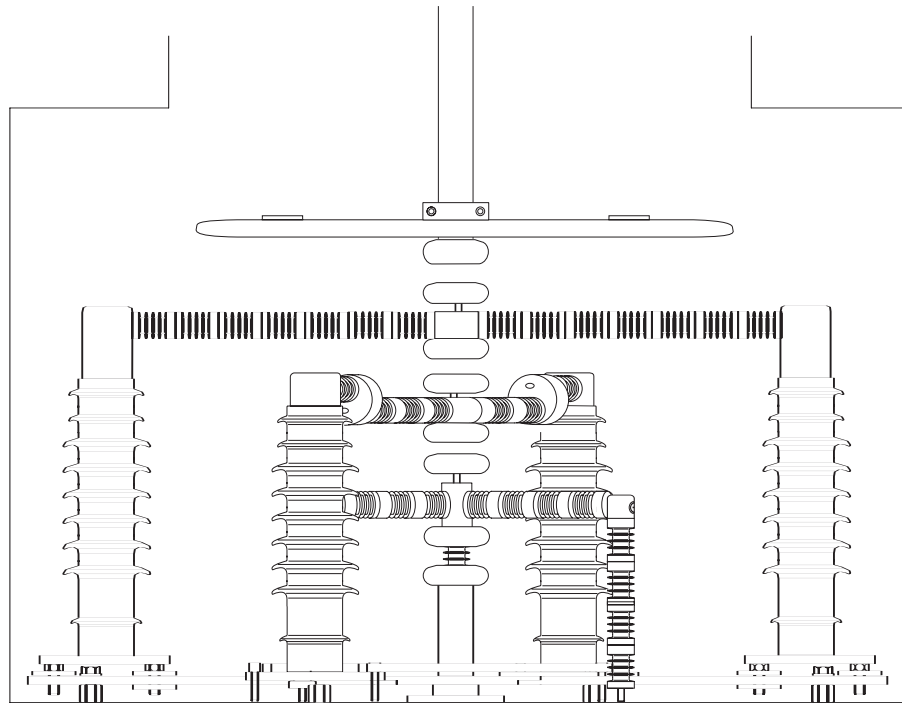
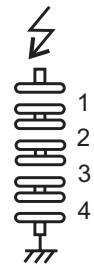


Bild 4.35: Aufbau einer Vierfachunterbrechung mit Steuerelektrode

Durch die Anpassung der Steuerelektrode wurde eine gleichförmige Potentialverteilung erreicht. Die berechnete Feldverteilung nach Bild 4.36 ergab ein Verhältnis der Teilspannungen von $U_1/U_2/U_3/U_4 = 25, 2/25, 1/24, 2/25, 5$. Der Feldverlauf konnte also sehr homogen gestaltet werden. Die maximale Feldstärkeüberhöhung von 1,06 im Randbereich der Elektroden befindet sich in der obersten Teilstrecke und ist aufgrund der geringen Einzelschlagweite niedriger als bei der Einfachunterbrechung (vergl. Felddbild 3.8).

Die größte Überhöhung der Teilstreckenspannung vom Optimalwert ($U_h/4 = 25\%$) ist in der Teilstrecke mit U_4 zu finden. Die relative prozentuale Abweichung ΔU beträgt hier 0,5%, was einem Spannungsüberhöhungsfaktor von $\ddot{u} = 25,5/25 = 1,02$ entspricht (siehe Abschnitt 2.2.3). Erreicht die Vierfachunterbrechung eine Gesamt-

schlagweite, bei der der Verbesserungsfaktor V_4 maximal ist (siehe Abschnitt 2.2.4), so sollte sich mit einem Kennlinienexponenten von $\alpha = 0,7$ der Einfachunterbrechung (siehe Kennlinie der Einfachunterbrechung in Bild 4.3) nach Gleichung 2.8 ein Verbesserungsfaktor von $V_4 \approx 1,5$ ergeben.

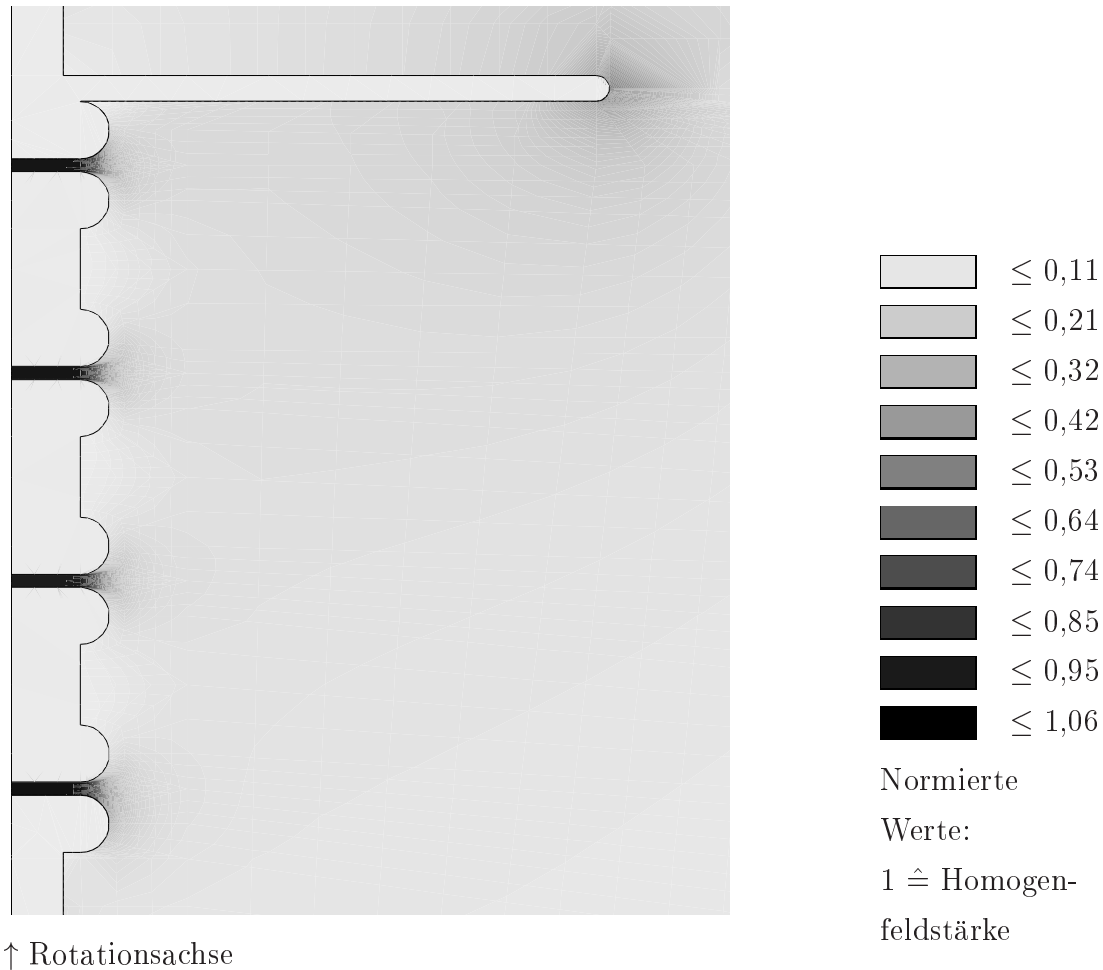


Bild 4.36: Feldberechnung einer Vierfachunterbrechung mit Steuerelektrode,
Schlagweite 4×5 mm

Das Ergebnis der Festigkeitsuntersuchung geht aus Bild 4.37 hervor. Zum Vergleich sind hier die Durchschlagspannungen der Ein-, Zwei- und Vierfachunterbrechung mit gleicher Gesamtschlagweite dargestellt. Durch die maximale Spannungsfestigkeit des Versuchsgefäßes von 600 kV konnte bei der Vierfachunterbrechung eine maximale Gesamtschlagweite von 20 mm eingestellt werden ($\overline{U}_d = 575$ kV). Der Gradient des Verbesserungsfaktors V_4 zeigt, daß der optimale Wert noch nicht ganz erreicht wurde.

Um einen Einfluß der Steuerelektrode auf die Spannungsfestigkeit auszuschließen (z.B. durch zusätzliche Partikeleffekte oder Kopplungsmechanismen, vergl. Abschnitt 4.1.9), wurden die Durchschlagsversuche der Einfachunterbrechung ebenfalls

mit einer Steuerelektrode durchgeführt. Die Durchschlagspannungen erreichten das gleiche Niveau, wie Messungen ohne die Steuerelektrode (siehe Kennlinie in Bild 4.3).

Vergleicht man die bei 20 mm erzielten, durchschnittlichen Durchschlagspannungen der drei verschiedenen Unterbrechungen, so ergeben sich folgende Verbesserungsfaktoren:

$$V_2 = 1,27 \quad V_4 = 1,51$$

Damit wurden die theoretisch erwarteten Verbesserungen erreicht.

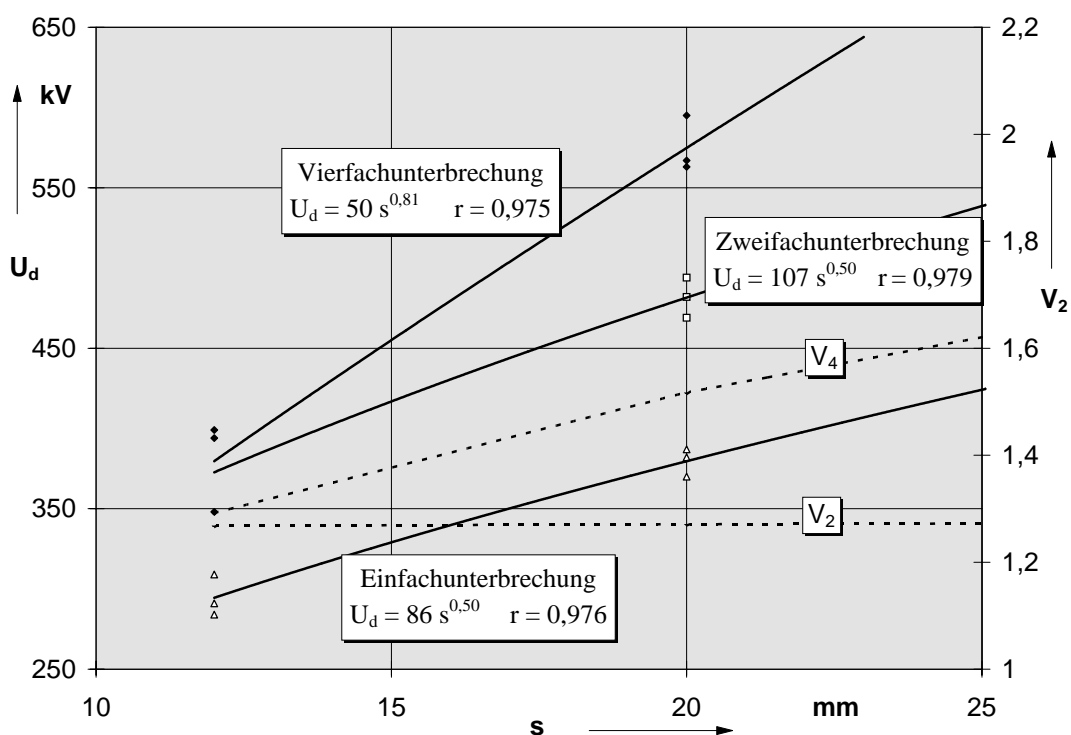


Bild 4.37: Durchschlagskennlinien von ungeschirmten Vier-, Zwei- und Einfachunterbrechungen mit Steuerelektrode, Elektroden­durchmesser 75 mm

You don't perceive the future, you create it.

Stanislaw Brzozowski

Kapitel 5

Konsequenzen und Aussichten

Die Abschätzung der erreichten Ziele für mögliche Schalter und die Vorstellung eines Schaltröhrenmodells ist der Inhalt dieses Kapitels. Es wird eine Anleitung zum weiteren technischen Handeln gegeben.

5.1 Anforderungen an eine mehrfachunterbrechende Schaltröhre

Aus den theoretischen Überlegungen und den durchgeführten Experimenten ergeben sich einige maßgebliche Anforderungen, die eine Schaltröhre für den erfolgreichen Einsatz erfüllen muß:

1. Präzise Steuerung der freien Potentiale:

Bereits geringe Abweichungen von der idealen Spannungsaufteilung einer Mehrfachunterbrechung führen zu einer starken Verminderung des möglichen Verbesserungsfaktors. Zwischen dem Verbesserungsfaktor V_n einer n -fach-Unterbrechung und dem Spannungsüberhöhungsfaktor \ddot{u} der Teilstrecke mit maximaler Abweichung (Idealwert: $\ddot{u} = 1$) besteht der Zusammenhang (siehe Abschnitt 2.2):

$$V_n \sim \frac{1}{\ddot{u}}$$

Daraus resultiert die hohe Anforderung an die Genauigkeit der Potentialsteuerung. Eine Abweichung des freien Potentials von zwei Prozent vom Idealwert würde beispielsweise bei einer Zweifachunterbrechung schon eine Reduzierung des maximalen Verbesserungsfaktors um ca. 4% bedeuten.

2. Potentialsteuerung über kapazitive Beschaltung oder Feldoptimierung:

Wie sich bei den Experimenten zeigte, reichen bereits geringe Kapazitäten zur Feldvergleichmäßigung aus. Durch das geerdete Versuchsgefäß (siehe Bild 3.2) wurden in den durchgeführten Experimenten die freien Potentiale stark beeinflusst, deshalb mußten relativ große Kompensationskapazitäten eingesetzt werden. Sehr gute Erfahrungen wurden mit Steuerelektroden und -schirmen gemacht. Nachteilig ist dabei der erhöhte Platzbedarf innerhalb der Schalt-röhre. Zusätzlich ist hierbei eine feldoptimierte Konstruktion der Schirme mit geringer Maximalfeldstärke unumgänglich.

Eine weitere Möglichkeit ist die Steuerung der freien Potentiale über externe Kapazitäten. Dabei kann bei einer Zweifachunterbrechung auch nur eine Kapazität eingesetzt werden, die parallel zur Teilstrecke mit der geringeren Eigenkapazität geschaltet wird (siehe Abschnitt 4.1.7).

Steuerungen mit sehr hohen parallelen Teilerkapazitäten ($C_T \geq 100 \text{ pF}$) können das Mittelelektrodenpotential auch bei Vorentladungen nahe 50 % halten. Dennoch überwiegt hier zumeist der festigkeitsmindernde Einfluß der parallelen Kapazitäten (siehe Abschnitt 4.1.8). Die umgesetzte Energie verursacht eine stärkere Beschädigung der Elektrodenoberfläche.

3. Minimalschlagweite von $s_{ges} \approx n \times 10 \text{ mm}$:

Um ein Maximum des Verbesserungsfaktors zu erreichen, sollte die Einzelschlagweite einer n -fach-Unterbrechung nicht unter 10 mm liegen. Entgegen dem theoretisch erwarteten Wert von 5 mm pro Einzelschlagweite (siehe Abschnitt 2.2.4) ergab sich in den Experimenten häufig ein maximaler Verbesserungsfaktor bei Einzelschlagweiten von mindestens 10 mm.

5.2 Entwurf einer zweifachunterbrechenden Schaltröhre

Obwohl mit steigender Anzahl der Unterbrechungen der Verbesserungsfaktor V_n einer Mehrfachunterbrechung stetig zunimmt (siehe Abschnitt 2.2), wird es einen *break-even point* in der Gesamtkostenfunktion geben. Während die mechanische Konstruktion bei der Reihenschaltung von einzelnen Schaltröhren vergleichsweise einfach gestaltet werden kann, ist der Aufbau von Mehrfachunterbrechungen in einer gemeinsamen Vakuumumgebung beschränkt. Da jedoch diese integrierte Bauart den

technischen und ökonomischen Einstieg der Vakuumtechnologie in den Hochspannungsbereich ermöglicht, entscheidet die Festlegung der Unterbrechungszahl über den Erfolg der Neukonstruktion.

Durch den mechanisch einfachen Aufbau erscheint die Zweifachunterbrechung eine erfolgversprechende Lösung zu sein. In Anbetracht einer hohen Fertigungstückzahl könnte ein zweifachunterbrechender Leistungsschalter mit einer Nennspannung von 72,5 kV den größten Anteil der Hochspannungsschalter abdecken. Eine Reihenschaltung zweier solcher Röhren erschließt den Spannungsbereich bis 145 kV.

Das Modell einer solchen Schaltröhre zeigt Bild 5.1. Ausgehend von den derzeit eingesetzten Schaltröhren (siehe Bild 2.1), kann durch das Einfügen eines Mittelelektrodenblocks eine Zweifachunterbrechung realisiert werden. Das ursprünglich feststehende Schaltstück wird durch ein bewegbares Schaltstück ersetzt. Dabei kann auf die gleiche Konstruktion des bereits eingesetzten beweglichen Schaltstückes zurückgegriffen werden; die mechanisch hochbelasteten Metallfaltenbälge unterliegen den gleichen Belastungen wie bei der einfachunterbrechenden Schaltröhre.

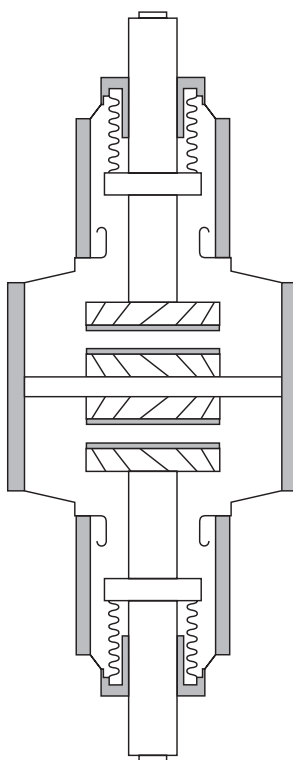


Bild 5.1: Modell einer zweifachunterbrechenden Schaltröhre

Durch den auf Mittelelektrodenpotential befindlichen Schirm kann die Potentialsteuerung ohne den Einbau von zusätzlichen Durchführungen außerhalb der Schaltröhre erfolgen. Die Parallelschaltung eines Kondensators zur oberen Teilstrecke

(siehe Ersatzschaltbild 3.6) mit der Differenzkapazität zwischen oberer Kapazität (C_1) und unterer Kapazität (C_{2e}) wäre hierbei ausreichend, um ein optimales Ergebnis zu erzielen.

5.3 Abschätzung möglicher Spannungsbereiche

Da diese Untersuchungen im Laborbetrieb unter idealen Voraussetzungen ermittelt wurden, ist für den Einsatz in realen Schaltröhren ein Sicherheitsfaktor zu berücksichtigen. Damit soll der Spannungsdurchschlag einer Schaltröhre auch bei ungünstigsten Bedingungen (*worst case*) vermieden werden. Zur Quantifizierung des Sicherheitsfaktors werden die Spannungsfestigkeiten der in Kapitel 4 getesteten Vakuum-Schaltröhren (siehe Abschnitt 4.1.1) mit den Ergebnissen der Fa. Siemens verglichen. In einer Untersuchung mit einer ähnlichen Schaltröhre ermittelte [Ren-91] eine Kennlinie von $U_d = 47 \cdot s^{0,5}$ (U_d in kV, s in mm). Für einen 24-kV-Schalter (Prüfspannungen von 125 kV nach [VDE 0670]) ist eine Schlagweite von 14 mm angegeben. Damit liegen die vom Verfasser erzielten Durchschlagsspannungen (siehe Bild 4.2) ungefähr um den Faktor 1,6 über denen realer Schalter. Ein Sicherheitsfaktor von ca. 0,6 erscheint daher realistisch.

Als Konsequenz der Ergebnisse aus den durchgeführten Untersuchungen erscheint eine zweifachunterbrechende Schaltröhre mit einer Nennspannung von 72,5 kV realisierbar. Die entsprechende Nenn-Stehblitzstoßspannung von 325 kV (siehe Tabelle 2.1) wurde mit der ungeschirmten Anordnung nach Abschnitt 4.1.5 bereits bei einer Schlagweite von 2×5 mm erreicht (Kennlinie in Bild 4.13). Die um 60 % höhere Spannungsfestigkeit von 520 kV erreicht die ungeschirmte Anordnung bei einer Schlagweite von ca. 2×12 mm. Da für reale Anwendungen zum Schutz gegen Röntgenemission und zum Auffangen von Metaldämpfen ein metallischer Dampfschirm unerlässlich ist, muß dieser bei der Abschätzung berücksichtigt werden. Realistische Schirmdurchmesser liegen im Bereich von 100 mm ... 200 mm. Durch die Anwesenheit eines Schirmes und bei der Reduzierung des Schirmdurchmessers sinkt die Festigkeit der Anordnung (siehe Abschnitt 4.1.2).

Die Durchschlagskennlinie der geschirmten Anordnung nach Bild 4.14 (Schirmdurchmesser 150 mm) ergibt eine Durchschlagsspannung von 520 kV bei einer Schlagweite von ca. 2×15 mm (gem. Kennlinie in Bild 4.15). Unter Berücksichtigung dieser Ergebnisse müßte eine geschirmte Zweifachunterbrechung mit 75-mm-Elektroden und einem 150-mm-Schirm die notwendige Spannungsfestigkeit für eine 72,5-kV-

Schaltröhre erreichen. Mit geringfügig größerer Schlagweite erscheint dieser Spannungsbereich auch mit Axialmagnetfeld-Kontakten erreichbar zu sein. Die in einer geschirmten Anordnung mit AMF-Kontakten ermittelten Spannungsfestigkeiten (siehe Bild 4.5) deuten dies an.

Bei einer Schlagweite von 2×25 mm ist die Spannungsfestigkeit ausreichend, um den Anforderungen eines 100-kV-Schalters gerecht zu werden (Nennstehspannung 450 kV, Sicherheitsfaktor 0,6). Durch die Reihenschaltung von zwei zweifachunterbrechenden Schaltröhren wären sämtliche Nennspannungen bis zu 145 kV bzw. 200 kV abgedeckt.

Betrachtet man einen typischen SF₆-Schalter für die 72,5-kV-Spannungsebene¹, so erreicht dieser die notwendige Stoßspannungsfestigkeit von 325 kV bei einer Schlagweite von 700 mm. Der Vakuum-Leistungsschalter mit einer Röhre nach Bild 5.1 könnte die gleiche Spannungsfestigkeit wahrscheinlich bei einer Schlagweite von ca. 28 mm nachweisen.

5.4 Schalterentwürfe mit Vielfachunterbrechungen

Durch die Erhöhung der Unterbrechungszahl in einer Vakuumumgebung kann der Verbesserungsfaktor deutlich gesteigert werden. Bild 5.2 zeigt den Entwurf einer Vierfachunterbrechung in einer Schaltröhre.

Bei einem geschätzten Durchschlagsexponenten von $\alpha = 0,6$ ist ein Verbesserungsfaktor $V_4 = 1,74$ zu erwarten. Ausgehend von einer Gesamtschlagweite von 4×20 mm ergibt sich durch Extrapolation der ermittelten Kennlinie des ungeschirmten Modells mit einer Potentialsteuerung über eine Steuerelektrode (siehe Bild 4.35 und 4.37) eine Blitzstoßspannungsfestigkeit von ca. 1750 kV. Unter Berücksichtigung des Sicherheitsfaktors von 0,6 verbleibt eine Spannungsfestigkeit von 1050 kV. Diese wäre ausreichend für einen 245-kV-Leistungsschalter (Stehblitzstoßspannung 1050 kV). Unter Berücksichtigung der Extrapolation auf die vierfache Gesamtschlagweite und die festigkeitsmindernde Wirkung eines Dampfschirmes erscheint eine Stehblitzstoßspannung von 750 kV für die 170-kV-Ebene eine realistischere Abschätzung zu sein.

Durch die parallele Betätigung von jeweils zwei Schaltelektroden kann der Antrieb wie bei einer zweifachunterbrechenden Röhre erfolgen. Problematisch ist die

¹Siemens, Typ 3AQ1

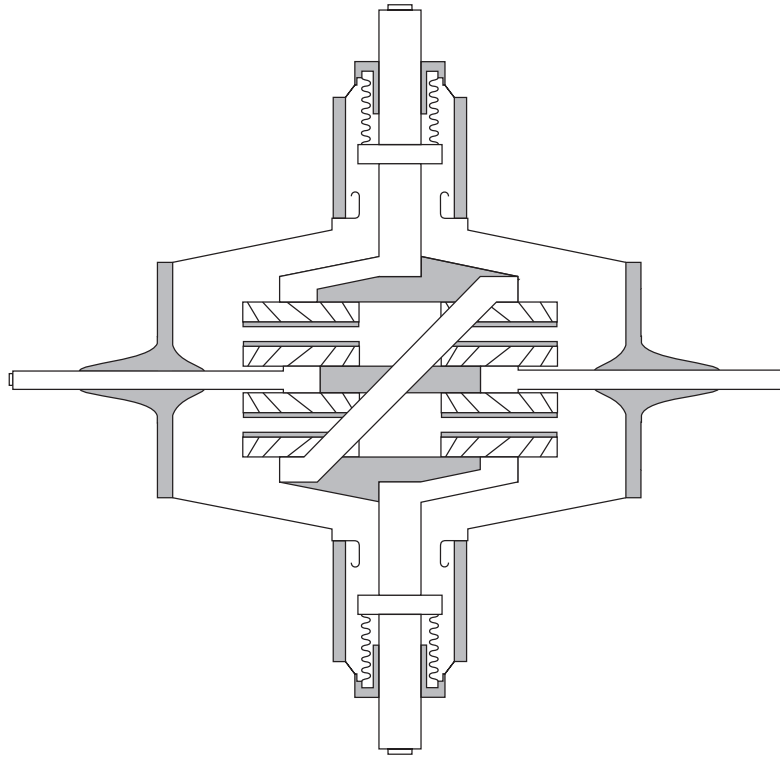


Bild 5.2: Modell einer vierfachunterbrechenden Schaltröhre

komplexe Feldaufteilung mit drei freien Potentialen. Nach den experimentellen Erfahrungen ist eine externe Steuerung notwendig. Hierzu sind drei spannungsfeste Durchführungen in die Schaltkammer zu integrieren. Bei Prüfspannungen bis zu 750 kV ist eine Differenzspannung von mindestens 190 kV ($\approx 750 \text{ kV}/4$) pro Durchführung zu beherrschen. Zusätzlich muß untersucht werden, inwieweit sich die Magnetfelder der Kontaktpaare gegenseitig beeinflussen.

Eine konstruktive Schwierigkeit liegt in der Wahl der Werkstoffe. So muß die mechanische Verbindung der parallel angeordneten Elektroden isoliert ausgeführt werden, und es darf nicht zu Gleitentladungen zwischen den Teilpotentialen kommen. Da die mechanische Belastung dieser Bereiche ebenfalls sehr groß ist, sind aufwendige Untersuchungen über die Art der Verbindungselemente durchzuführen. Dabei muß weiterhin auf die Vakuumtauglichkeit der verwendeten Werkstoffe geachtet werden. Lösungen mit Platten aus glasfaserverstärkten Kunststoffen sind hier denkbar. Um das Potential an den beiden Endpunkten der Röhre abzuleiten, ist zusätzlich eine leitende Verbindung entlang des Mittelelektrodenblocks erforderlich.

Bei einer Erweiterung der Anordnung auf sechs Unterbrechungen mit jeweils 3 mechanisch parallel angeordneten Elektroden (siehe Bild 5.3) kann die Potentialverbindung vom oberen zum unteren Schaltblock entfallen.

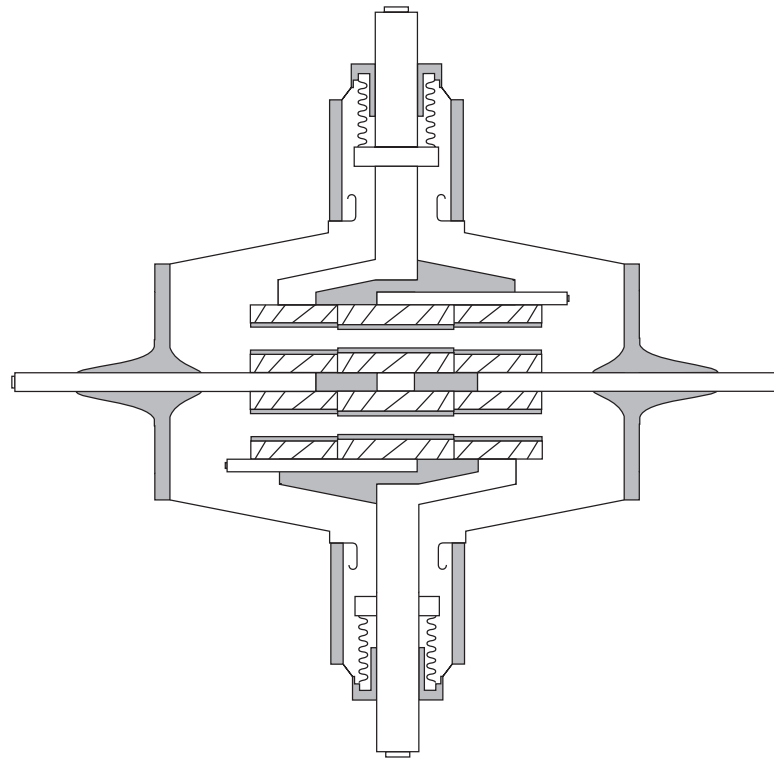


Bild 5.3: Modell einer sechsfachunterbrechenden Schaltröhre

Ob in diesem Modell durch interne Steuerschirme eine gleichförmige Spannungsaufteilung erreicht werden kann, ist zu untersuchen. Andernfalls sind fünf Durchführungen zur Potentialsteuerung notwendig. Vorteilhaft bei dieser Konstruktion ist die optimale Platzausnutzung aufgrund der 120° -Aufteilung der Elektrodenpaare. Bild 5.4 zeigt die Ansicht der Röhre von oben. Zwei der Durchführungen müssen über eine bewegliche Verbindung im Vakuumraum mit dem oberen und unteren beweglichen Schaltstück verbunden werden. Dies kann über flexible Zuleitungen relativ einfach realisiert werden.

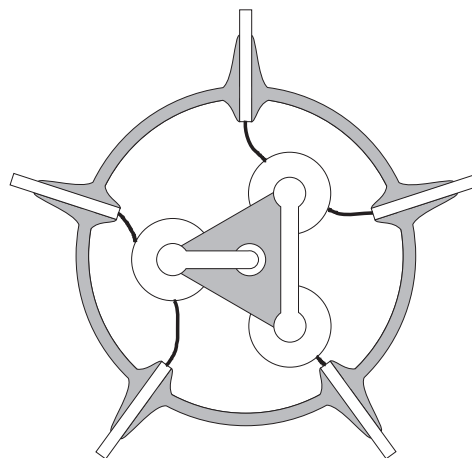


Bild 5.4: Sechsfachunterbrechende Schaltröhre, Ansicht von oben

Die Konstruktion einer Schaltröhre mit vier seriell angeordneten Kontaktpaaren, ähnlich wie bei der Anordnung nach Bild 4.35 (siehe Seite 93), dürfte mechanisch zu aufwendig werden und gegenüber zwei seriell geschalteten Zweifachschaltröhren nicht konkurrenzfähig sein.

5.5 Anregungen für weiterführende Versuche

Da die hier durchgeführten Experimente aufgrund der vorhandenen Versuchstechnik ausschließlich Untersuchungen zur Spannungsfestigkeit beinhalteten, sind anschließende Messungen zur Stromtragfähigkeit unumgänglich. Um Entwicklungszeiten zu minimieren, werden Versuche an einer zweifachunterbrechenden Röhre gemäß Bild 5.1 bei Schlagweiten oberhalb von 2×20 mm empfohlen.

In einem ersten Schritt sollte die Steuerung des Mittelelektrodenpotentials über Kondensatoren außerhalb des Versuchsgefäßes erfolgen. Bei Änderungen im Aufbau ist damit eine flexible Anpassung auf ein 50-%-Mittelpotential möglich. Die erwarteten Spannungen des neuen Röhrentyps stellen erhöhte Anforderungen an die äußere Isolation der Schaltröhre. Gegen externe Überschläge und Gleitentladungen ist ein gasgekapselter Aufbau mit einer definiert geerdeten Außenbegrenzung empfehlenswert. Abhängig von den Ergebnissen der Feldverteilung ist die Steuerung des freien Potentials über einen internen Steuerschirm überlegenswert. Für eindeutige Berechnungsgrundlagen ist dafür die Kenntnis des späteren Einbauortes wichtig.

Im Hinblick auf hohe Spannungs- und Stromtragfähigkeiten einer Hochspannungs-Vakuum-Schaltröhre sollte die Elektrodengröße im Bereich von 75 mm ... 100 mm gewählt werden. Als Elektrodenform sollten möglichst ungeschlitzte AMF-Kontakte zum Einsatz kommen, die jedoch mit einem Kantenradius von mindestens 5 mm versehen sind (vergl. Elektroden in Bild 3.3). Dadurch kann eine festigkeitsmindernde Feldüberhöhung, wie sie bei den in Bild 4.4 untersuchten Elektroden auftrat, vermieden werden.

Neben der praktischen Umsetzung der Untersuchungen in eine marktfähige Schaltröhre wäre eine Fortführung der Versuche mit einer Versuchsanlage interessant, die Blitzstoßspannungen von 1200 kV oder mehr erreicht. Hiermit könnten Durchschlagspannungen von Zwei-, Vier- und Sechsfach-Unterbrechungen bei Gesamtschlagweiten bis ca. 50 mm untersucht werden.

The last thing one knows in constructing a work is what to put first.

Blaise Pascal

Zusammenfassung

Um die vielseitigen Vorteile der Vakuumschaltertechnologie für Spannungsebenen oberhalb von 36 kV verfügbar zu machen, sind technologische Maßnahmen erforderlich, die über einfache Geometrieänderungen bestehender Schaltröhren hinausgehen. Bisheriges Ausschlußkriterium für Hochspannungs-Vakuumschalter war die unzureichende Durchschlagspannung. Die Ursache hierfür ist die degressive Zunahme der Spannungsfestigkeit mit steigender Schlagweite. Während für Elektrodenabstände im Millimeterbereich die Spannungsfestigkeit des Vakuums gegenüber Konkurrenzmedien (hauptsächlich SF₆) überlegen ist, schwindet dieser Vorteil bei geforderten Blitzstoßspannungsfestigkeiten von mehr als 325 kV.

Der zunehmende gesellschaftliche und wirtschaftliche Druck auf Unternehmungen zur Produktion von umweltkonformen Produkten könnte in Zukunft den Einsatz von SF₆-Schaltern erschweren. Die Vakuumtechnologie ist durch die Abwesenheit eines Löschmediums ein prädestiniertes Lösungskonzept, das sich durch einfachste Entsorgung und das Fehlen toxischer Spaltprodukte auszeichnet.

Inhalt dieser Arbeit ist die Erhöhung der Blitzstoßspannungsfestigkeit im Vakuum durch Mehrfachunterbrechungen. Ausgehend von der hohen Spannungsfestigkeit bei kleinen Schlagweiten mit einem linearen Zusammenhang von Durchschlagspannung U_d und Schlagweite s soll durch die Reihenschaltung einzelner Schlagweiten die Spannungsfestigkeit gesteigert werden. Da die Reihenschaltung von derzeit vorhandenen Schaltröhren nur in Ausnahmefällen eine technisch und wirtschaftlich sinnvolle Lösung darstellt, war eine Zielvorgabe die Integration der Einzelschlagweiten in eine Vakuumumgebung. Kompakte Abmessungen, verminderte Antriebsenergien und niedrige Herstellungskosten sind die erwarteten Vorteile einer solchen Schaltröhre. Untersucht wurde, ob die theoretischen Verbesserungen gegenüber einer einfachunterbrechenden Anordnung in praxi erreicht werden können.

Bei der Spannungs-Schlagweiten-Charakteristik des Vakuums für Schlagweiten ab ca. 10 mm mit $U_d \sim s^\alpha$ bestimmt der Exponent α zunächst entscheidend die

Durchschlagsspannung. Dominierende Einflußfaktoren auf die Durchschlagskennlinie sind der Schlagweitenbereich (abnehmendes α mit steigender Schlagweite) und der Durchmesser eines Dampfschirmes (abnehmendes α mit sinkendem Schirmdurchmesser). Daneben haben sekundäre Parameter, wie Elektrodenform, -typ und -material, einen Einfluß auf die Kennlinie.

Der theoretisch erreichbare Verbesserungsfaktor $V_n = U_{d,n}/U_{d,1}$ einer Mehrfachunterbrechung (definiert als Spannungssteigerungsfaktor einer n -fach-Unterbrechung gegenüber einer Einfachunterbrechung mit gleicher Gesamtschlagweite) ist von folgenden Parametern abhängig:

- Anzahl der Unterbrechungen:
Mit zunehmender Unterbrechungszahl steigt der Verbesserungsfaktor, die relative Verbesserungszunahme nimmt ab.
- Aufteilung der Gesamtspannung auf die einzelnen Teilstrecken:
Durch ungleiche Spannungsverteilungen wird der Verbesserungsfaktor reduziert. Die Wirkung ist von der relativen Abweichung des höchsten Teilpotentials abhängig.
- Schlagweite in den einzelnen Teilstrecken:
Bei einer linearen Kennlinie der Einfachunterbrechung bis zu einer Schlagweite von s_{lin} wird der maximale Verbesserungsfaktor einer n -fach-Unterbrechung erst bei der Gesamtschlagweite von $n \times s_{lin}$ erreicht.
- Exponent α der entsprechenden Einfachunterbrechung.

Unter Berücksichtigung der theoretischen Randbedingungen werden Verbesserungsfaktoren der Zweifachunterbrechung im Bereich von 1,23 ... 1,41 erwartet. Entsprechende Verbesserungen für Drei- bis Sechsfach-Unterbrechungen liegen bei ca. 1,5 bis 2. Zusätzliche Verbesserungen der Spannungsfestigkeit gegenüber derzeit existierenden Anordnungen sind z.B. durch Feldoptimierungen möglich.

Für die Durchschlagsversuche wurden Elektroden aus Edelstahl mit Durchmessern von 60 mm ... 100 mm verwendet. Vor den eigentlichen Messungen mit sukzessiver Steigerung einer 1,2/50- μ s-Blitzstoßspannung wurden die Elektroden mechanisch und elektrochemisch geglättet und mit einer stromgesteuerten 50-Hz-Wechselspannung konditioniert.

Durch ein einfaches Radiusprofil der Elektroden konnten deutliche Verbesserungen in der elektrischen Festigkeit von Ein- und Zweifachunterbrechungen erreicht werden. Besonders im Vergleich zu Axialmagnetfeld-Kontakten mit geschlitzten Oberflächen wurden Spannungssteigerungen bis zu 20 % realisiert.

Die Bestimmung des freien Potentials von Zweifachunterbrechungen erfolgte durch Simulationen mit der Finite-Elemente-Methode und Messungen mit Hilfe eines kapazitiven Sensors. Zusätzlich wurden die Eigenkapazitäten in den Teilstrecken simuliert und mit Hilfe einer RCL-Meßbrücke ermittelt.

Messungen an zwei in Reihe geschalteten 36-kV-Schaltröhren bestätigten zunächst den prognostizierten Effekt der Spannungssteigerung durch zwei Einzelunterbrechungen. Im Gegensatz zur allgemein angenommenen Theorie war die Kennlinie der einzelnen Schaltröhre allerdings bis zu einer Schlagweite von 8 mm linear. Entsprechend konnte der maximale Verbesserungsfaktor der Reihenschaltung von $V_2 \approx 1,25$ erst bei Schlagweiten oberhalb von 16 mm erreicht werden.

Zur Überprüfung der theoretischen Ansätze wurden zunächst Versuche an Zweifachunterbrechungen durchgeführt. Da ungesteuerte Ausführungen durch kapazitive Kopplungen ein Mittelelektrodenpotential von nur ca. 40 % erreichten, war die aktive Beeinflussung der Potentialverteilung zwingend erforderlich. Durch den Einsatz einer konzentrischen Steuerelektrode konnte bei einer ungeschirmten Anordnung diese Vorgabe präzise erreicht werden. Eine gegenüber der Einfachunterbrechung um ca. 30 % erhöhte Durchschlagspannung von 590 kV bei einer Schlagweite von 2×15 mm bestätigte die Theorie.

Um geschirmte Elektrodenanordnungen über Steuerelektroden zu beeinflussen, mußte eine komplexere Steuerelektrodengeometrie entwickelt werden. Mit einem zylindrischen, coaxialen Steuerschirm wurde ein statisches Mittelelektrodenpotential von 50 % erreicht. Durchschlagspannungen von ca. 600 kV bei Schlagweiten von 2×19 mm und Verbesserungsfaktoren von ca. 1,35 zeigten die Leistungsfähigkeit von geschirmten Zweifachunterbrechungen.

Zur Überprüfung des Zweifachunterbrechungseffektes bei Anordnungen mit kleinen Dampfschirmdurchmessern (90 mm) wurde eine Geometrie mit minimalen Feldüberhöhungen (≤ 18 % über der Homogenfeldstärke) durch eingezogene Schirmenden und einen gewölbten Steuerschirm entwickelt. Aufgrund der kleineren Dimensionen war die Maximalschlagweite auf ca. 20 mm begrenzt. Verbesserungen der Durchschlagspannungen von 20 % zeigten auch hier den Erfolg der Zweifachunterbrechung.

Neben Potentialsteuerungen durch feldoptimierte Geometrien kann die Einstellung der freien Potentiale auch durch konzentrierte Kapazitäten innerhalb oder außerhalb des Vakuums erfolgen. Dabei ist die Größe der Kapazität auf ein Minimum zu reduzieren. Optimale Ergebnisse wurden auch mit nur einer Kompensationskapazität erzielt, die parallel zu der Schaltstrecke mit der kleineren Eigenkapazität geschaltet wurde.

Transiente Vorentladungen mit Impulsströmen bis zu einigen Ampere sind vakuum-spezifische Phänomene. Obwohl die freien Potentiale von Mehrfachunterbrechungen hierdurch massiv beeinflußt werden können, haben sie sich nicht als primäre Durchschlagsursache herausgestellt.

Bei einer ungeschirmten und feldgesteuerten Vierfachunterbrechung mit einer Schlagweite von 4×5 mm konnten Durchschlagspannungen von ca. 600 kV erreicht werden. Dies entspricht einer Verbesserung von über 50 % gegenüber der Einfachunterbrechung. Höhere Durchschlagspannungen konnten durch die limitierte Spannungsfestigkeit des verwendeten Versuchsgefäßes nicht ermittelt werden.

Die Ergebnisse der Versuche führen zu dem Modell einer zweifachunterbrechenden Vakuum-Schaltröhre, mit der eine Nennspannung von 72,5 kV erreicht werden soll. Mit geringen Maßnahmen zur Feldpflege erscheint damit auch eine Schaltröhre für 100 kV möglich zu sein. Berücksichtigt wurde dabei ein Sicherheitsfaktor von 0,6. Zwei seriell geschaltete Röhren könnten hierdurch den gesamten Spannungsbereich bis 180 kV abdecken. Die dazu erforderliche Technologie greift im wesentlichen auf vorhandenes *Know-how* zurück.

Weiterführende Modelle mit bis zu sechs Unterbrechungen in einer Schaltröhre versprechen höhere Spannungsfestigkeiten. Zur Realisierung sind jedoch mehrere technologische Schritte erforderlich.

In Anbetracht der zu erwartenden Entwicklungs- und Produktionskosten sowie technisch bedingter Stückzahlen erscheint das Modell der zweifachunterbrechenden Schaltröhre als eine erfolgversprechende Möglichkeit für den Einzug der Vakuumtechnologie in den Hochspannungsbereich.

Literaturverzeichnis

- [Ard-73] Ardenne, M. von:
Tabellen zur angewandten Physik.
Band 3, Berlin: VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften 1973
- [Bak-82] Baksht, R.; Ratakhin, N.; Kablambaev, B.:
Velocity of anode vapor in pulsed vacuum breakdown.
In: Sov. Phys. Tech. Phys., Vol. 27 (1982), No. 9, pp. 1091-1093
- [Ben-87] Bender, G.:
Untersuchungen zur Blitzstoßspannungsfestigkeit des Hochvakuums bei großen Schlagweiten.
Dissertation TU Braunschweig 1987
- [Bie-93] Biewendt, V.:
Einfluß der Schirm- und Kontaktgeometrie auf das Löschverhalten von Vakuumleistungsschaltern.
Dissertation TU Braunschweig 1993, Düsseldorf: VDI-Verlag 1993
- [Bra-94] Brandes, W.; Gimber, B.; Balzer, G.:
Diagnose und Instandhaltung von Betriebsmitteln.
In: ETG-Fachbericht 54, Berlin, Offenbach: VDE-Verlag 1994
- [Bro-85] Bronstein, I.; Semendjajew, K.:
Taschenbuch der Mathematik.
22. Auflage, Thun, Frankfurt/Main: Verlag Harri Deutsch 1985
- [Cha-66] Chatterton, P.:
A theoretical study of field emission initiated vacuum breakdown.
In: Proc. Phys. Soc., Vol. 88 (1966), pp. 231-245

- [Coo-58] Cook, M.:
The science of high explosives.
New York: Reinold 1958
- [Cra-52] Cranberg, L.:
The Initiation of Electrical Breakdown in Vacuum.
In: Journal of Applied Physics, Vol. 23 (1952), No. 5, pp. 518-522
- [Dav-76] Davies, D.; Biondi, M.
Dynamics and Heating of Anode Particles in Vacuum Breakdown.
In: Proc. of the VII ISDEIV, Novosibirsk 1976, pp. 121-124
- [Dav-77] Davies, D.; Biondi, M.:
Emission of electrode vapor resonance radiation at the onset of dc breakdown in vacuum.
In: Journal of Applied Physics, Vol. 48 (1977), No. 10, pp. 4229-4233
- [DIN 17007] DIN 17007:
Werkstoffnummern.
Hrsg. DIN, Berlin, Köln: Beuth-Verlag, Ausgabe April 1959
- [Ebe-60] Eberhagen, A.:
Die Änderung der Austrittsarbeit von Metallen durch eine Gasadsorption.
In: Fortschritte der Physik, Jg. 8 (1960), S. 245 ff.
- [Erv-72] Erven, C.; Heeswijk, R. van; Srivastava, K.:
60 Hz Behavior of Vacuum Insulation in High Voltage Switchgear.
In: IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems,
Vol. PAS-91 (1972), pp. 1589-1596
- [Fan-72] Fane, R.
Ellipsometric observations of an electron-bombarded stainless steel surface.
In: Journal of Applied Physics, Vol. 44 (1972), No. 2, pp. 740-743
- [Far-81] Farell, G.:
Surface Phenomena in Vacuum Insulation
In: Physica, Vol. 104C (1981), pp. 139-154

- [Fow-28] Fowler, R.; Nordheim, L.:
Electron Emission in Intense Electric Fields.
In: Proc. Roy. Soc., Vol. 119 (1928), pp.173-181
- [Ger-82] Gerthsen; Kneser; Vogel:
Physik.
14. Auflage, Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag 1982
- [Gol-90] Gollor, M.:
Der zeitliche Ablauf des Vakuumdurchschlags unter Impulsbeanspruchung.
Dissertation TU Braunschweig 1990
- [Hac-74] Hackam, R.; Raju, G.:
Electrical breakdown of a point-plane gap in high vacuum and with variation of pressure in the range of $10^{-7} - 10^{-2}$ Torr of air, nitrogen, helium, sulphur hexafluoride, and argon.
In: Journal of Applied Physics, Vol. 45 (1974), No. 11, pp. 4784-4794
- [Hac-75] Hackam, R.; Altcheh, L.:
ac (50 Hz) and dc electrical breakdown of vacuum gaps and with variation of air pressure in the range $10^{-9} - 10^{-2}$ Torr using OFHC copper, nickel, aluminum, and niobium prallel planar electrodes.
In: Journal of Applied Physics, Vol. 46 (1975), No. 2, pp. 627-636
- [Hur-79] Hurley, R.:
Electrical phenomena occurring at the surface of electrically stressed metal cathodes.
In: J. Phys. D.: Appl. Phys., Vol. 12 (1979), pp. 2229-2252
- [Jüt-79] Jüttner, B.:
On the Polishing Effect of Nanosecond Discharges in Vacuum.
In: Plasmaphysik, Jg. 1979, Nr. 4, S. 259 ff.
- [Kah-93] Kahl, B.:
Zur elektrischen Festigkeit von Dreielektroden-Anordnungen im Hochvakuum.
Dissertation TU Braunschweig 1993, Düsseldorf: VDI-Verlag 1994

- [Kal-74] Kalyatskii, I.; Kassirov, G.; Smirnov, G.:
Electrical breakdown of vacuum gaps under superhigh voltage pulses
In: Sov. Phys. Tech. Phys., Vol. 19 (1994), No. 11, pp. 1434-1435
- [Kan-90] Kaneko, E.; Tamagawa, T.; Ohasi, H.; Okumura, H.; Yanabu, S.:
Recent Investigations and Developments of Vacuum Circuit Breakers in Japan.
In: e&i, Band 107 (1990), H. 3, S. 127 ff.
- [Kär-96] Kärner, H.; Knobloch, H.:
Schwefelhexafluorid in der heutigen Energieversorgung.
In: etz, Band 117 (1996), H. 7, S. 12 ff.
- [Ker-93] Kerspe, J.:
Vakuumtechnik in der industriellen Praxis.
2. Auflage, Ehningen bei Böblingen: Expert-Verlag 1993
- [Kin-82] Kind, D.; Kärner, H.:
Hochspannungsisoliertechnik.
Braunschweig, Wiesbaden: Vieweg-Verlag 1982
- [Kin-95] Kind, D.; Feser, K.:
Hochspannungsversuchstechnik.
5. Auflage, Braunschweig, Wiesbaden: Vieweg-Verlag 1995
- [Kip-85] Kippenberg, H.; Kuhl, W.; Schlenk, W.:
Kontaktmaterial für Vakuumschalter.
In: Siemens Energie und Automation, Jg. 7 (1985) Nr. 2, S. 76 ff.
- [Laf-80] Lafferty, J.:
Vacuum Arcs— Theory and Application.
New York, Chichester, Brisbane, Toronto: J. Wiley & Sons 1980
- [Lat-82] Latham, R.:
The origin of prebreakdown electron emission from vacuum-insulated high voltage electrodes.
In: Vacuum, Vol. 32 (1982), No. 3, pp. 137-140

- [Lat-83] Latham, R.:
Prebreakdown Electron Emission.
In: IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI-18 (1983),
No. 3, pp. 194-203
- [Lat-95] Latham, R.:
High voltage vacuum insulation.
London: Academic Press 1995
- [Leo-96] Leonhardt, G.:
Ultra-high vacuum and switchgear technology – A late but promising marriage.
In: Proc. of the XVII ISDEIV, Berkeley 1996, pp. 1035-1044
- [Lin-87] Lindmayer, M.:
Schaltgeräte.
Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag 1987
- [Mai-61] Maitland, A.:
New Derivation of the Vacuum Breakdown Equation Relating Breakdown Voltage and Electrode Separation.
In: Journal of Applied Physics, Vol. 32 (1961), No. 11, pp. 2399-2407
- [Maz-87] Mazurek, B.; Cross, J.:
An energy explanation of the area effect in electrical breakdown in vacuum.
In: IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI-22 (1987),
No. 3, pp. 341-346
- [Mes-83] Mesyats, G.:
Explosive Processes on the Cathode in a Vacuum Discharge.
In: IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI-18 (1983),
No. 3, pp. 218-225
- [Mes-87] Mesyats, G.; Putschkarjow, W.:
Mikroexplosionen an Metalloberflächen.
In: Wissenschaft in der UdSSR, 1987, Heft 2, S. 48 ff.
- [Mes-89] Mesyats, G.; Proskurovsky, D.:
Pulsed electrical discharge in vacuum.
Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag 1989

- [Mül-95] Müller, G.; Rehfeld, I.; Katheder, W.:
FEM für Praktiker.
2. Auflage, Renningen-Malmsheim: Expert-Verlag 1995
- [Mur-56] Murphy, E.; Good, R.:
Thermionic Emission, Field Emission, and the Transition Region.
In: Physical Review, Vol. 102 (1956), No. 6, pp. 1464-1473
- [Nan-71] Nandagopal, M.; Gopalakrishna, H.:
Impulse-Voltage Breakdown Characteristics of Large Gaps at Low Pressures.
In: Journal of Applied Physics, Vol. 42 (1971), No. 13, pp. 5874-5876
- [Oka-87] Okawa, M.; Yanabu, S.; Tamagawa, T.; Kaneko, E.; Aiyoshi, T.:
Development of Vacuum Interrupters with High Interrupting Capacity.
In: IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. PWRD-2 (1987), No. 3, pp. 805-809
- [Oka-88] Okawa, M.; Shiori, T.; Okubo, H.; Yanabu, S.:
Area Effect on Electrical Breakdown of Copper and Stainless Steel Electrodes in Vacuum.
In: IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. 23 (1988), No. 1, pp. 77-81
- [Pos-72] Poshekhonov, P.; Solov'yev
Radio Enging. Electron Phys., 1972
- [Pup-91] Pupp, W.; Hartmann, H.:
Vakuumtechnik: Grundlagen und Anwendungen.
München, Wien: Hanser-Verlag 1991
- [Ren-91] Renz, R.; Sämann, D.:
Entwicklungstendenzen bei Vakuumschaltern
In: etz Bd. 112 (1991), H. 15, S. 784 ff.
- [Ric-81] Rich, J.; Farall, G.; Iman, I.; Sofianek, J.:
Development of a High-Power Vacuum Interrupter.
Final Report for Electric Power Research Institute, California, USA,
Research Project 754-1, EL-1895, 1981

- [Roh-71] Rohrbach, F.
Report CERN, NTIS, 1971
- [RöV-91] Röntgenverordnung:
Verordnung über den Schutz vor Schäden durch Röntgenstrahlung.
Textausgabe mit Anm. von Ernst Witt
Köln, Berlin, Bonn, München: Heymann 1991
- [Sac-88] Sachs, L.:
Statistische Methoden: Planung und Auswertung.
6. Auflage, Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag 1988
- [Sch-91] Schramm, H.:
Entwicklungstendenzen bei Hochspannungsleistungsschaltern.
In: Elektrizitätswirtschaft, Jg. 90 (1991), Nr. 13, S. 762 ff.
- [Sen-95] Sentker, P.; Kärner, H.:
The Electric Strength of Double Breaks in Vacuum.
In: Proc. of the IX Intern. Symp. on High Voltage Engineering,
Graz 1995, pp. 2029 1-4
- [Sen-96] Sentker, P.; Kärner, H.:
Double Breaks in Vacuum: Technical Benefit and Flashover Mechanism.
In: Proc. of the IEEE Intern. Symp. on Electrical Insulation,
Montreal 1996, pp. 353-356
- [Sho-75] Shores, R.; Phillips, V.:
High Voltage Vacuum Circuit Breakers.
In: IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems,
Vol. PAS-94 (1975), No. 5, pp. 1821-1830
- [Ste-82] Stegmüller, K.:
*Schaltprinzipien der Mittelspannung-Leistungsschalter
Ölarm-Vakuum-SF₆.*
In: Elektrizitätswirtschaft, Band 81 (1992), Heft 22, Seite 68 ff.
- [Ste-86] Stegmüller, K.:
Schaltprinzipien der Mittelspannungstechnik.
Sonderdruck d. Referates, Vortragswoche „Moderne deutsche Technik“,
Mai 1986, Budapest

- [Toy-90] Toya, H.; Hayashi, T.; Yorita, M.; Murai, Y.:
Model for Analysis of the Breakdown Property of a High-voltage Vacuum Interrupter.
In: e&i, Jg. 107 (1990), Nr. 3, S. 122 ff.
- [VDE 0432] VDE-Bestimmung 0432, Teil 2:
Hochspannungs-Prüftechnik, Prüfverfahren.
Hrsg. VDE, Berlin: VDE-Verlag, Ausgabe Oktober 1978
- [VDE 0670] VDE-Bestimmung 0670, Teil 1000:
Wechselstromschaltgeräte für Spannungen über 1 kV.
Hrsg. VDE, Berlin: VDE-Verlag, Ausgabe August 1984
- [Wat-96] Watanabe, K.; Kaneko, E.; Yanabu, S.:
Technological progress of axial magnetic field vacuum interrupters.
In: Proc. of the XVII ISDEIV, Berkeley 1996, pp. 231-239
- [ZVEI-97] Zentralverband Elektrotechnik- und Elektronikindustrie:
Produktionsbericht der Elektroindustrie nach dem Güterverzeichnis für die Produktionsstatistiken (GP 95).
Statistisches Bundesamt, 1997

Es ist leicht einsichtlich, daß dieses Verfahren eine gewisse Zeit in Anspruch nimmt und ein Mindestmaß an akrobatischem Geschick erfordert.

Zitat aus einer Studienarbeit zur Bedienung der Anlage

Studentische Arbeiten

Im Rahmen von Studien- (SA) und Diplomarbeiten (DA) am Institut für Hochspannungstechnik und Elektrische Energieanlagen der TU Braunschweig, sowie teilweise durch den Einsatz als studentische Hilfskräfte, haben nachfolgende Damen und Herren einen wesentlichen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit geleistet:

Baumbach, Martin	Entwurf und Aufbau eines variablen kapazitiven Sensors zur Messung von freien Schirmpotentialen im Hochvakuum. SA 1995
Born, Helge	Grundsätzliche Untersuchungen zur Potentialsteuerung der Mittelelektrode von Zweifachunterbrechungen im Hochvakuum. SA 1995
Brodersen, Björn	Die Feldberechnung von rotationssymmetrischen und dreidimensionalen Elektrodenanordnungen mit dem Finite-Elemente-Programm ANSYS. DA 1996
Burg, Christiane	Feldberechnung von statischen elektrischen Feldern bei Zweifachunterbrechungen mit Hilfe des Finite-Elemente Programms ANSYS. DA 1995
Diedrich, Dirk	Durchschlagsmechanismen von mehrfachunterbrechenden Elektrodengeometrien im Hochvakuum. DA 1995
Fricke, Thorsten	Untersuchungen zur elektrischen Festigkeit von kapazitiv optimierten Zweifachunterbrechungen im Hochvakuum. DA 1995
Hoppe, Christian	Simulation und Berechnung von Vorentladungen bei Mehrfachunterbrechungen im Hochvakuum. SA 1996

Janßen, Dirk	Zur elektrischen Festigkeit von Axialmagnetfeldkontakten und Mehrfachunterbrechungen bei großen Schlagweiten im Hochvakuum. DA 1996
Koch, André	Die Berechnung von dreidimensionalen elektrostatischen Feldern nach der Finite-Elemente-Methode mit Hilfe der Software ANSYS. DA 1995
Krause, Jochen	Entwicklung einer PC-Ankopplung an digitale Speicheroszilloskope via GPIB-Schnittstelle zur Weiterverarbeitung und Auswertung von Meßdaten. SA 1994
Kruse, Carsten	Installation und Inbetriebnahme eines PC gestützten Massenspektrometers innerhalb einer bestehenden Hochvakuumversuchsanlage. SA 1995
Kunkel, Gunnar	Gesteuerte Mehrfachunterbrechungen im Hochvakuum. DA 1996
Lenz, Mathias	Inbetriebnahme und Überarbeitung einer vorhandenen Vakuumanlage mit Orientierungsmessungen der elektrischen Festigkeit von Zweifachunterbrechungen. SA 1994
Marzahn, Erik	Die elektrische Festigkeit von Zweifachunterbrechungen im Hochvakuum bei kleinen Schlagweiten in Abhängigkeit von Mittelelektrodengröße und Einsatz eines Schirmes. DA 1994
Nagel, Michael	Messungen zum Durchschlagverhalten von Zweifachunterbrechungen im Hochvakuum bei kleinen Schlagweiten. SA 1996
Necker, Wiebke	Untersuchungen zur elektrischen Festigkeit von geschirmten Zweifachunterbrechungen im Hochvakuum. DA 1994
Petter, Markus	Revision und Neuaufbau einer Hochvakuumversuchsanlage zur Bestimmung der Durchschlagsfestigkeit von Zweifachunterbrechungen bei großen Schlagweiten. DA 1996
Schmidt, Bernd	Die Festigkeit von ungeschirmten Zweifachunterbrechungen im Hochvakuum bei großen Schlagweiten. DA 1996

-
- | | |
|-----------------|--|
| Skwarek, Volker | Erstellung einer Software zur Auswertung von Oszilloskop-Meßdaten und rotationssymmetrische Berechnungen von elektrostatischen Feldern mit dem Finite-Elemente-Programm ANSYS. DA 1996 |
| Trube, Ralf | Optimierung der Spannungsfestigkeit einer Zweifachunterbrechung durch Messung und Steuerung des Mittelelektrodenpotentials. DA 1995 |
| Witt, Joram | Berechnungen und Untersuchungen zur Fowler-Nordheim-Gleichung. SA 1996 |

Lebenslauf



Peter Sentker	geboren am 31. Mai 1966 in Ibbenbüren
Eltern:	Friedrich Sentker, Bauingenieur; Edith Sentker, geb. Hoffmann, Direktrice
Familienstand:	verheiratet mit Elisabeth Sentker, geb. Langelage; Ein Kind: Leon Constantin
Schule:	
1973 ... 1977	Barbara-Grundschule, Ibbenbüren
1977 ... 1986	Johannes-Kepler-Gymnasium, Ibbenbüren Abschluß mit Abitur
Studium:	
1986 ... 1991	Elektrotechnik an der Technischen Universität Braunschweig, Abschluß mit Diplom
Praktische Tätigkeiten:	
1985 ... 1993	Wehrersatzdienst durch die Mitarbeit beim Technischen Hilfswerk (THW)
1986	Praktikum Preussag AG in Ibbenbüren
1987	Praktikum Elektrochemie (ECI) in Ibbenbüren
1988 ... 1991	Studentische Hilfskraft (Labor- und Betreuungstätigkeiten)
Berufstätigkeit:	
1992 ... 1993	ABB Installationen GmbH, Ladenburg: Technischer Trainee in Hamburg, Mannheim und Ladenburg, Anschließend Projektierung von Schaltanlagen in Frankfurt/Main
1993 ... 1997	wissenschaftlicher Mitarbeiter bei Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. Hermann Kärner am Institut für Hochspannungstechnik und Elektrische Energieanlagen der TU Braunschweig
1997	Einreichung der Dissertation, mündliche Prüfung am 20.11.
seit 1998	ABB Calor Emag Schaltanlagen AG, Mannheim: Projektervertrieb Export